No d'ordre
486

THESES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

Docteur ès Sciences Physiques

par

René MORAND

Première thèse

Etude expérimentale de la Photoproduction de Meson π^0 sur l'hydrogène dans le domaine de la première résonance

Deuxième thèse

Quelques vérifications expérimentales du modèle des Poles de Regge

---

Soutenues le 19 Octobe 1968 devant la Commission d'Examen

MM. S. GORODETZKY Président
A. BLANC-LAPIERRE Examinateur
J. PEREZ Y JORBA »
F. BECKER »
M. CROISSIAUX »

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552706_0002

No d'ordre
486

THESES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

Docteur ès Sciences Physiques

par

René MORAND

Première thèse

Etude expérimentale de la Photoproduction de Meson π^0 sur l'hydrogène dans le domaine de la première résonance

Deuxième thèse

Quelques vérifications expérimentales du modèle des Poles de Regge

---

Soutenues le 19 Octobe 1968 devant la Commission d'Examen

MM.	S. GORODETZKY	Président
	A. BLANC-LAPIERRE	Examinateur
	J. PEREZ Y JORBA	»
	F. BECKER	»
	M. CROISSIAUX	»

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE STRASBOURG

Doyen : Professeur J.H.VIVIEN

Doyens Honoraires : A.KIRRMANN, P.LACROUTE, H.J.MARESQUELLE, G.MILLOT

Professeurs Honoraires : P.DE BEAUCHAMP, L.BOISSELET, H.CARTAN, G.CERF, C.CHABAUTY, A.CHRETIEN, J.DENY, Ch.EHRESMANN, M.FRECHET, Mle S.GILLET, A.HEE, R.HOCART, A.KIRRMANN, G.LEMEE, P.L'HERITIER, A.LICHNEROWICZ, L.NEEL, Ch.SADRON, E.TERROINE, R.THIRY, H.VILLAT, H.WEISS, Et.WOLFF, J.YVON.

Maître de Conférences Honoraire : R.WEIL

Professeurs :

H.J.MARESQUELLE	T.	Biologie végétale
A.ROUSSEL	T.	Calcul différentiel et intégral et théorie des fonctions
H.FORESTIER	T.	Chimie générale
J.ROTHE	T.	Physique du Globe
P.LACROUTE	T.	Astronomie
J.H.VIVIEN	T.	Zoologie et Embryologie expérimentale
A.MAILLARD	T.	Physicochimie du Pétrole
S.GORODETZKY	T.	Physique générale et Physique Nucléaire
L.SACKMANN	T.	Mécanique des Fluides
J.BYE	T.	Chimie Physique
R.LOMBARD	T.	Chimie Organique
Melle M.PEREY	T.	Chimie Nucléaire
S.GOLDSZTAUB	T.	Minéralogie et Pétrographie
P.JOLY	T.	Biologie générale
H.BENOIT	T.	Physicochimie macromoléculaire
P.CUER	T.	Physique générale et physique corpusculaire
G.MILLOT	T.	Géologie et Paléontologie
R.LECOLAZET	T.T.P.	Physique du Globe
H.SAUCIER	T.T.P.	Minéralogie
R.ROHMER	T.	Chimie Minérale
Mle A.GAGNIEU	T.T.P.	Botanique
S.NIKITINE	T.	Physique Générale

F.STUTINSKY	T.	Physiologie générale
B.WURTZ	T.T.P.	Chimie Biologique
J.BRENET	T.	Electrochimie
G.OURISSON	T.T.P.	Chimie
A.COCHE	T.T.P.	Physique Nucléaire
R.CERF	T.	Physique Générale
J.FRENKEL	T.T.P.	Mathématiques
P.TAGLANG	T.	Physique
J.P.LONCHAMP	T.T.P.	Physique
A.DELUZARCHE	T.T.P.	Chimie
J.B.DONNET	T.T.P.	Chimie Physique
R.ARMBRUSTER	T.T.P.	Physique
A.ROCHE	T.T.P.	Physique du Globe
L.HIRTH	T.	Microbiologie
A.SIGOT	P.S.C.	Zoologie
J.COGNE	T.T.P.	Géologie
A.FUCHS	T.	Mécanique Rationnelle
A.GALLMANN	T.T.P.	Physique
P.MIAHLE	T.T.P.	Physiologie animale
J.P.EBEL	T.	Chimie biologique
J.PARROD	T.T.P.	Chimie
R.WEY	T.T.P.	Chimie
Mme D.MAGNAC	T.T.P.	Physique
M.DAUNE	P.S.C.	Physique
J.P.ADLOFF	T.T.P.	Chimie Nucléaire
D.BERNARD	T.T.P.	Méthodes mathématiques de la physique
M.ZISMAN	T.T.P.	Mathématiques
E.DANIEL	T.	Physique expérimentale
P.CHEVALLIER	T.	Physique
J.GREMILLARD	T.T.P.	Mécanique des Fluides
P.CARTIER	T.	Mathématiques
G.REEB	T.	Topologie
F.NORGUET	T.	Analyse supérieure
R.CHAUVIN	T.	Psychophysiologie
J.WUCHER	P.S.C.	Physique
Mme M.BRINI	P.S.C.	Chimie
G.PERNY	P.S.C.	Physique
R.BARO	P.S.C.	Physique
H.DURANTON	P.S.C.	Botanique
R.WEISS	T.T.P.	Chimie
P.FEDERLIN	T.T.P.	Chimie
J.LERAY	P.S.C.	Physique
J.P.SCHWING	P.S.C.	Chimie
M.SIESKIND	P.S.C.	Physique
G.MONSONEGO	T.	Physique Théorique
P.GABRIEL	T.T.P.	Mathématiques

C.WIPPLER	T.	Physicochimie des Hauts Polymères Industriels
P.A.MEYER	T.T.P.	Mathématiques
G.WEILL.....	P.S.C.	Physique
J.M.BLOCH	T.	Chimie
A.CLAUSS.....	P.S.C.	Chimie
E. FOLLENIUS	P.S.C.	Zoologie
J.LUCAS	P.S.C.	Géologie
G.GLAESER	T.	Mathématiques
J.J.THIEBOLD	P.S.C.	Biologie Animale

Professeurs Associés :

S.R.de GROOT	Physique
R.MARCHESSAULT	Physicochimie macromoléculaire
G.LUMER	Mathématiques
R.MORIARTY	Chimie organique
J.AUSLANDER	Physique Corpusculaire

Maîtres de Conférences :

H.DANAN	Physique
Mme WINTER Ch.	Physique
J.P.EBERHART	Minéralogie
Mme D. CAGNIANT	Chimie
X.FERNIQUE	Mathématiques
J.STREITH	Chimie
J.M.WEIL	Chimie Biologique
F.GAUTIER	Physique propédeutique
G.SUTTER	Physique électronique
D.FOATA	Mathématiques
J.L.VERDIER	Mathématiques
J.M.LEHN	Chimie
Cl.ROBERT	Physique
Mr.LACROUTE	Biologie végétale
M.GOUNOT	Botanique
J.PRADINES	Mathématiques
A.GIRARDIE	Biologie animale
F.BECKER	Physique mathématique
J.DEHAND	Chimie minérale
Cl.GODBILLON	Mathématiques
M.KAROUBI	Mathématiques
A.MIGNOT	Mathématiques appliquées

Maîtres de conférences associés :

V.AVANISSIAN	Mathématiques

Secrétaire : G.SAINT-PE

A Monsieur le Professeur S. GORODETZKY

Directeur de l'Institut de Recherches Nucléaires de Strasbourg

Hommage de profonde gratitude

A MES PARENTS

A MA FEMME

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

I - METHODE EXPERIMENTALE 5

I-A. Réactions parasites induites dans le système expérimental 6

I-B. Réactions parasites induites dans la cible. 8

I-C. Expression simple de la section efficace expérimentale 10

II - LES PARAMETRES EXPERIMENTAUX 13

II-A. Le faisceau d'électrons 13

II-B. Le faisceau de photons. 18

II-C. La cible à hydrogène liquide. 23

II-D. Les paramètres des protons de recul 26

II-E. La détection des protons de recul 28

II-F. La sélection des informations 30

II-G. La résolution en énergie de photons 32

III - ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES. 34

III-A. Expression de la section efficace expérimentale 34

III-B. Validité de la méthode de normalisation 38

III-C. Détermination du nombre de protons P^{x}_{H2} 40

III-D. Corrections apportées aux mesures 49

III-E. Calcul d'erreurs et résultats expérimentaux. 56

IV - DISCUSSION DES RESULTATS

IV-A. Détection du proton de recul dans des émulsions 65

IV-B. Détection du proton de recul dans un télescope à plusieurs compteurs 68

IV-C. Détection du proton de recul dans un télescope placé à la sortie d'un spectromètre. 69

IV-D. Détection en coincidence des 2 photons de désintégration du π^o 71

IV-E. Extrapolation des résultats expérimentaux à $\theta^* = 180^o$ 72

IV-F. Section efficace totale et rapport C/A 73

IV-G. Conclusion 74

V - THEORIE DE LA PHOTOPRODUCTION 75

V-A. Cinématique et relations de dispersion 76

V-B. Solution de Schmidt 83

V-C. Solution de Rollnick-Schwela 88

V-D. Solution de Berends et al. 89

CONCLUSION 91

APPENDICE A. La diffusion élastique électron-proton 92

APPENDICE B. Détermination de la fonction d'acceptance 97

APPENDICE C. Le bremsstrahlung à grand angle 101

APPENDICE D. L'électroproduction 110

INTRODUCTION

La photoproduction du méson π^o sur l'hydrogène dans le domaine de la première résonance est un processus étudié depuis un certain nombre d'années. Quand ce travail a été entrepris, les résultats expérimentaux étaient déjà nombreux et on pensait que la théorie donnait des prédictions satisfaisantes (1), (2).

Dans le tableau I, nous avons dressé un inventaire des résultats expérimentaux connus à ce jour, en fonction de l'angle d'émission θ^* du π^o dans le système du centre de masse et de l'énergie, k, des photons dans le laboratoire. C'est dans ce contexte expérimental que nous avons entrepris nos mesures de sections efficaces différentielles de photoproduction du π^o à $\theta^* = 180^o$. Ces mesures se situent dans un domaine expérimental d'accès difficile. Elles complètent les distributions angulaires existantes et fournissent des résultats expérimentaux dans une zone jugée intéressante par les théoriciens (3). Les mesures que nous avons effectuées à $\theta^* = 70^o$, 90^o, 130^o, nous ont permis de tester la méthode expérimentale en l'appliquant à la mesure de sections efficaces "connues" ($\theta^* = 90^o$) tout en précisant des zones encore mal définies ($\theta^* = 70^o$, 130^o).

Entre temps, l'étude de la photoproduction du π^o a suscité l'intérêt de nouveaux expérimentateurs. A Bonn l'équipe du professeur Knopp a entrepris l'étude systématique des distributions angulaires dans le domaine de la première résonance (4), (5).

A ce jour ils ont mesuré près de 800 valeurs de sections efficaces différentielles distribuées entre 70° et 160°. Par ailleurs, Hitzeroth (6) et Govorkov (7) ont chacun mesuré des distributions angulaires dans un domaine d'énergie allant du seuil de photoproduction jusqu'à 240 MeV.

L'ensemble de ces nouvelles mesures bouleverse complètement la situation expérimentale que nous connaissions jusque là. Toutes ces mesures concordent en général à mieux que 5 % alors qu'elles sont en net désaccord avec les mesures antérieures (10 % et plus).

Cette situation s'est également répercutée sur la théorie de la photoproduction. En général les théories reproduisaient à quelques détails près les résultats expérimentaux antérieurs. C'est là une chose naturelle pour des études phénoménologiques du genre de celles effectuées par Gourdin et Salin (1). Cela devient remarquable quand il s'agit d'une théorie absolue (dépourvue de paramètres ajustables) du genre de celles qui ont été énoncées par Chew et al. (8, CGLN), Ball (9), Donnachie (10), Schmidt (3), etc.... Les résultats expérimentaux se faisant plus nombreux et plus précis, la plupart des approches théoriques ont perdu leur caractère absolu pour pouvoir bénéficier des bienfaits d'un plus ou moins grand nombre de paramètres ajustables (11) (12). A l'heure actuelle, chaque expérience a fini par avoir "sa théorie", ce qui explique le plus ou moins bon accord d'une théorie donnée avec une expérience qui lui est étrangère.

Il existe cependant une approche théorique nouvelle dépourvue de paramètres ajustables (13). En général ses prédictions sont moins bien vérifiées que celles des théories concurrentes (11), en ce sens qu'elles favorisent souvent les résultats expérimentaux anciens.

TABLEAU I. Résultats expérimentaux sur le π^0 dans le domaine de la première résonance.

Auteurs	θ^*	k	Technique expérimentale
Goldschmidt-Clermont Osborne et Scott (1955)	$60^\circ \leq \theta^* \leq 150^\circ$	$170 \leq k \leq 340$	détectent le proton de recul dans des émulsions (14)
Walker et Tollestrup (1955)	$70^\circ \leq \theta^* \leq 150^\circ$	$270 \leq k \leq 450$	- proton de recul en coincidence avec un photon de désintégration du π^0 (15)
Oakley et Walker (1955)			- proton de recul dans un canal magnétique suivi d'un télescope à 2 compteurs (16).
Mac Donald - Peterson et Corson (1957)	$26^\circ \leq \theta^* \leq 70^\circ$	$270 \leq k \leq 450$	proton de recul dans des émulsions (17)
Berkelman et Waggoner (1960)	$20^\circ \leq \theta^* \leq 70^\circ$	$270 \leq k \leq 950$	télescope à 8 compteurs (protons) (18)
Miller et Bellamy	$\theta^* = 90^\circ$	$200 \leq k \leq 300$	télescope à 2 compteurs (protons) (19)
Vasilkov et Govorkov (1960)	$\theta^* = 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$	$160 \leq k \leq 240$	détection de l'un des photons de désintégration du π^0 (20)
Highland et De Wire	$\theta^* \neq 0^\circ$	$290 \leq k \leq 700$	détection en coincidence des 2 photons de désintégration du π^0 (21)
Hitzeroth (1967)	$50^\circ \leq \theta^* \leq 170^\circ$	$159 \leq k \leq 206$	proton de recul dans des émulsions (6)
Govorkov (1967)	$30^\circ \leq \theta^* \leq 70^\circ$	$163 \leq k \leq 234$	photons de désintégration du π^0 (7)
Fischer et all (1967) Bonn (Aimant)	$90^\circ \leq \theta^* \leq 160^\circ$	$260 \leq k \leq 440$	proton de recul dans un canal magnétique suivi d'un télescope (5)
Genzel et all (1967) Bonn (Télescope)	$60^\circ \leq \theta^* \leq 150^\circ$	$260 \leq k \leq 440$	télescope (protons) (4)

Enfin, les résultats expérimentaux de photoproduction peuvent également être soumis à une analyse phénoménologique basée sur la loi de conservation des moments angulaires. En effet, d'après ce principe, il est possible de développer la section efficace différentielle en série de puissances de cos θ^* :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}(k, \theta^*) = A(k) + B(k) \cos \theta^* + C(k) \cos^2 \theta^* + \ldots \ldots \ldots$$

En limitant l'interaction aux ondes S et P ($k \leqslant 400$ MeV) le développement ci dessus s'arrête au terme en $\cos^2 \theta^*$. Jusqu'à présent, toutes les distributions angulaires d'un même laboratoire ont toujours été bien reproduites par ce développement. C'est de cette manière que les travaux des autres expérimentateurs ont été extrapolés à $\theta^* = 180^\circ$ en vue d'une comparaison avec nos propres résultats.

Après avoir indiqué la méthode expérimentale utilisée pour réaliser nos mesures, nous décrirons rapidement les composantes du dispositif expérimental. L'analyse des données expérimentales nous permettra d'aboutir aux valeurs des sections efficaces que nous avons mesurées. Après avoir situé nos résultats par rapport aux données expérimentales antérieures, nous terminerons en les confrontant aux approches théoriques les plus récentes.

I - METHODE EXPERIMENTALE

I-A. Réactions parasites induites dans le système expérimental

I-B. Réactions parasites induites dans la cible.

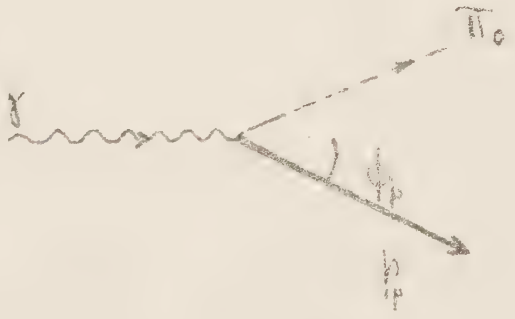
I-C. Expression simple de la section efficace expérimentale

I. METHODE EXPERIMENTALE.

Nous nous proposons de mesurer la section efficace différentielle de photoproduction du π^o sur l'hydrogène suivant le processus :

$$\gamma + p \longrightarrow p + \pi^o \qquad (1)$$

Pour ce faire nous utilisons le dispositif expérimental schématisé sur les figures 1 et 2. Le faisceau de photons est produit par le freinage des électrons à la traversée d'une épaisseur de matière appelée "radiateur". Le faisceau ainsi obtenu est débarrassé des électrons à l'aide d'un aimant purificateur. Lorsque les photons parviennent sur la cible à hydrogène liquide, ils induisent la réaction (1) que nous analysons en détectant les protons de recul préalablement sélectionnés par un spectromètre à triple focalisation. La connaissance de la quantité de mouvement p_p, et de l'angle d'émission ϕ_p, du proton de recul détermine complètement la cinématique de la réaction.



En fait, la production de la réaction (1) est accompagnée d'un certain nombre de réactions parasites induites sur la cible d'hydro-

gène et ses fenêtres en acier inoxydable. D'autre part, la présence des faisceaux de photons (et d'électrons) dans le système expérimental est à l'origine d'un bruit de fond non négligeable. Ces différents processus (bruits de fond) voilent le phénomène étudié. Ceci est surtout le cas pour les mesures à $\theta^* = 180^\circ$ qui bénéficient cependant d'un grand avantage par rapport à d'autres expériences analogues : en effet, les protons de recul émis à 0 degré au cours de la réaction (1) ont une quantité de mouvement nettement supérieure à celle des photons et des électrons qui les induisent. De ce fait le spectromètre permet d'éliminer facilement le flot de positrons d'impulsion comparable à celle du faisceau incident. Notre premier objectif a donc été d'atténuer suffisamment ces bruits de fond pour que la contribution de la réaction (1) représente le processus dominant. Ceci est réalisé par un choix adéquat des conditions expérimentales.

I-A. Réactions parasites induites dans le système expérimental.

Négligeable au cours des mesures effectuées à $\theta^* \neq 180^\circ$, cette contribution devient importante lorsque $\theta^* = 180^\circ$. En effet, dans ces conditions le faisceau de photons pénètre dans le spectromètre qui est placé dans la direction du faisceau incident. Cette situation est à l'origine d'un bruit de fond que nous avons réduit de la manière suivante :

- le spectromètre et l'enceinte de la cible sont directement reliés au vide de l'accélérateur (fig. 2). Les différentes chambres à vide ont été dotées de dimensions suffisamment grandes pour qu'elles ne soient pas touchées par les particules du faisceau incident.

- l'acceptance angulaire radiale du spectromètre est déterminée par un diaphragme de plomb de grande ouverture (10 cm) placé à l'entrée du spectromètre. (fig. 12).

- l'acceptance transverse est déterminée par une fente placée au milieu du spectromètre (II-D-2, fig. 12).

- la section du faisceau de photons est rendue minimum par un choix convenable de la focalisation du faisceau d'électrons et de l'épaisseur du radiateur.

- le bruit de fond dû à la présence des électrons dans la salle de cibles est rendu négligeable par le blindage, la géométrie du spectromètre et du système de compteurs.

C'est grâce à ces quelques détails techniques que l'expérience à 180° a pu être menée à bien. La méthode expérimentale exposée ci dessous est adaptée aux circonstances spéciales ainsi créées :

- L'acceptance angulaire ainsi déterminée pourrait se calculer à partir de la théorie au 1er ordre des aimants. Le calcul ne fournissant pas la précision escomptée, nous avons déterminé l'acceptance à partir de mesures de diffusion élastique électron-proton. Les protons de recul analysés au cours de ces mesures présentaient le même vecteur " quantité de mouvement" que les protons de la photoproduction.

- En changeant l'épaisseur du radiateur avec l'énergie des électrons incidents, nous nous sommes arrangés pour que la section du faisceau de photons reste grossièrement constante dans le domaine d'énergie analysé. Dans la mesure où l'on tient à se servir d'une cible mince pour réaliser des mesures à basse

impulsion, cette méthode nous conduit à utiliser des radiateurs extrêmement minces. Nous avons préféré utiliser des radiateurs plus épais mais plus proches de la cible. Ceci implique la suppression de l'aimant balai, l'excitation de nouvelles réactions parasites dans la cible et l'arrêt du faisceau d'électrons dans le spectromètre. Nous avons considérablement atténué le bruit de fond engendré par l'arrivée des électrons dans le spectromètre en disposant un bloc de cuivre sur la trajectoire des électrons diffusés sur la chambre à vide de l'aimant.(II-D, fig. 1

- Comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, les inconvénients liés à la présence des électrons dans le spectromètre sont loin d'être négligeables. Nous avons donc refait ces mesures en utilisant une cible épaisse associée à un radiateur de faible épaisseur, les électrons étant déviés par l'aimant balai.

Pour les mesures à $\theta^* \neq 180^\circ$, nous aurions pu déterminer l'acceptance angulaire du spectromètre en disposant des fentes à son entrée. Nous avons préféré conserver la méthode utilisée à $\theta^* = 180^\circ$, ceci dans le but de mettre en évidence une éventuelle erreur systématique liée à la procédure de normalisation.

I-B. Réactions induites dans la cible.

Dans les conditions cinématiques fixées par le spectromètre, nous enregistrons un taux de comptage correspondant à des protons de vecteur quantité de mouvement bien déterminé.

Lorsque ces particules sont éjectées de la cible sous l'action des photons, elles peuvent provenir des réactions :

$$\gamma + p \longrightarrow p + \pi^{o} \quad (1)$$

$$\gamma + p \longrightarrow \gamma + p \quad (2)$$

$$\gamma + p \longrightarrow \gamma + p + \pi^{o} + \pi^{o} \quad (3)$$

γ + noyau → p + noyau sur les fenêtres de la cible. (4)

Lorsque les électrons parviennent jusqu'à la cible, nous avons également :

$$e + p \longrightarrow e + p \quad (5)$$

$$e + p \longrightarrow e + p + \pi^{o} \quad (6)$$

$$e + p \longrightarrow e + p + \gamma \quad (7)$$

e + noyau → p + noyau sur la fenêtre de la cible. (8)

La contribution des fenêtres de la cible est réduite au minimum en leur attribuant l'épaisseur minimum compatible avec la sécurité. Nous avons choisi des fenêtres d'acier inoxydable de 12 μ d'épaisseur. L'utilisation d'une cible translatable munie d'un appendice rempli d'hydrogène et d'un appendice identique mais vide, nous a permis de mesurer la contribution des fenêtres de la cible. Pour isoler les contributions induites par les photons de celles induites par les électrons, il suffit donc de réaliser la mesure pour différentes combinaisons du radiateur et de la cible.

- Lorque seuls les photons parviennent à la cible, leur contribution sur l'hydrogène N_{12} est obtenue par soustraction de la contribution de la cible vide N_2 de celle de la cible pleine N_1 :

$$N_{12} = N_1 - N_2$$

Comme l'énergie des électrons incidents est choisie de telle sorte que la

réaction (3) ne puisse pas avoir lieu (fig. 7 et 8), et que la contribution de la diffusion Compton (2) est extrêmement faible, N_{12} représente le nombre de protons dus à la photoproduction du π^o sur l'hydrogène.

- Lorsque les électrons parviennent également jusqu'à la cible nous mesurons successivement les contributions N_1 et N_2 induites par les électrons et les photons sur les cibles pleine et vide, N_3 et N_4 induites par les électrons sur les cibles pleine et vide. La soustraction de ces différentes contributions nous conduit à : $N = (N_1 - N_2) - (N_3 - N_4)$ qui représente en première approximation le nombre de protons dus à la photoproduction du π^o sur l'hydrogène contenu dans la cible.

I-C. Expression de la section efficace expérimentale.

Dans ce paragraphe nous nous proposons de donner une expression simple de la section efficace expérimentale. Ceci nous permet de préciser les différents paramètres dont la mesure est nécessaire à la détermination de la section efficace différentielle de photoproduction du π^o sur l'hydrogène. Dans les conditions de l'expérience, N_e électrons parviennent sur le radiateur d'épaisseur X où ils produisent $n(k)\,dk$ photons d'énergie comprise entre k et k + dk. Lorsque ces photons parviennent sur une cible mince de N_a protons par cm^2 ils en éjectent N protons dont nous analysons le vecteur quantité de mouvement à l'aide d'un spectromètre : le champ qui règne dans son entrefer sélectionne les particules de charge positive dont l'impulsion est comprise entre p_p et $p_p + \Delta p$, sa position définit ϕ_p, l'angle d'émission des particules par rapport à la direction du faisceau incident, enfin, son ouverture délimite l'angle solide $\Delta\Omega$ dans lequel il analyse les particules. La réaction (1) étant une réaction à 2 corps, il est aisé de déterminer k en fonction de p_p et ϕ_p à partir de la relation :

$$k = \frac{MT_p + m_\pi^2/2}{p_p \cos\phi_p - T_p}$$

où T_p représente l'énergie cinétique du proton, M et m_π les masses au repos du proton et du méson π^o. Ces données suffisent à la détermination de la section efficace expérimentale dans le système du centre de masse. En effet :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}(p_p, \phi_p) = \frac{d\sigma}{d\Omega^*}(k, \theta^*) = \frac{N}{N_a\, n(k)\, dk\, d\Omega^*}$$

Un calcul de cinématique relativiste (22) relie les dispersions dk et $d\Omega^*$ aux dispersions Δp et $\Delta\Omega$ connues dans le laboratoire

$$dk\, d\Omega^* = \frac{d\Omega^*}{d\Omega}\Big|_k \frac{dk}{dp_p}\Big|_\Omega \Delta p \cdot \Delta\Omega$$

Par conséquent :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}(k, \theta) = \frac{N}{n(k) N_a \Delta\Omega p_p \frac{dk}{dp_p}\frac{d\Omega^*}{d\Omega}\frac{\Delta p}{p_p}}$$

En pratique les choses ne sont pas aussi simples. La réaction étudiée est accompagnée de réactions parasites plus ou moins bien connues. Les caractéristiques des protons de recul peuvent être modifiées par les pertes d'énergie, la diffusion multiple etc.... La connaissance de l'angle solide et de l'épaisseur de la cible nécessite des mesures

de normalisation. Ces différents aspects vont être précisés dans le chapitre II où nous examinons l'ensemble des paramètres expérimentaux qui nous ont permis de réaliser l'expérience et dans le chapitre III qui est consacré à l'analyse des quantités mesurées en vue de la détermination précise de la section efficace.

SCHEMA DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISÉ POUR LES MESURES A $\theta^* \neq 180°$

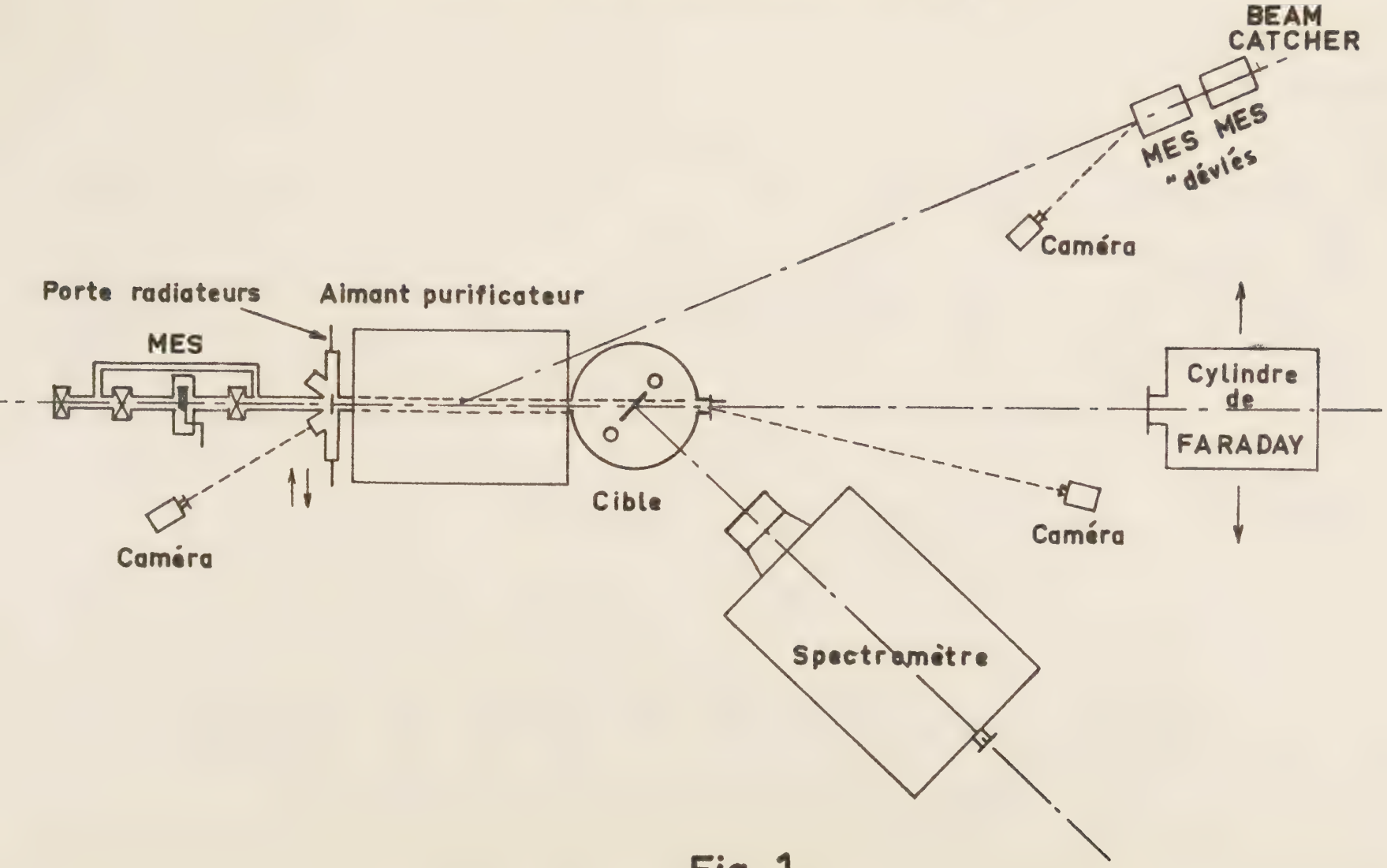


Fig. 1

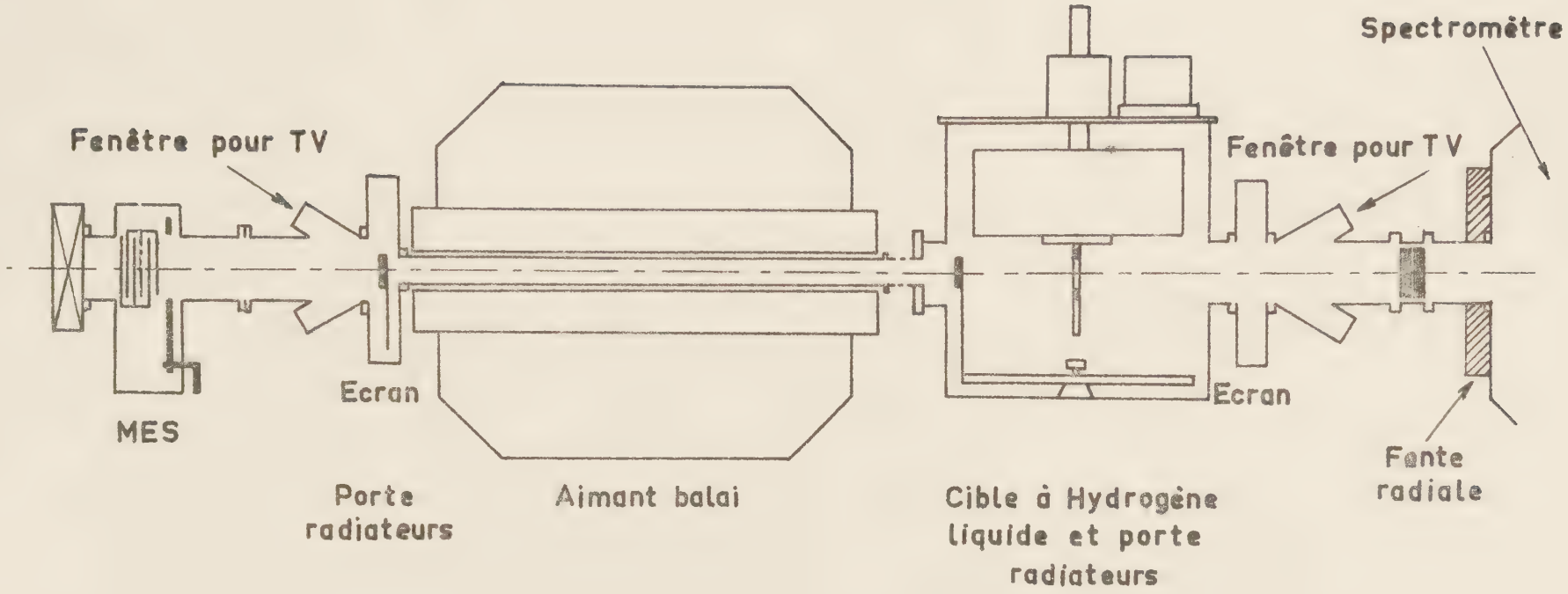


Fig.2 SCHEMA DU DISPOSITIF EXRERIMENTAL UTILISE POUR LES MESURES A $\theta^* = 180^\circ$

II - LES PARAMETRES EXPERIMENTAUX

II-A. Le faisceau d'électrons

II-B. Le faisceau de photons

II-C. La cible à hydrogène liquide

II-D. Les paramètres des protons de recul

II-E. La détection des protons de recul

II-F. La sélection des informations

II-G. La résolution en énergie de photons

II. LES PARAMETRES EXPERIMENTAUX.

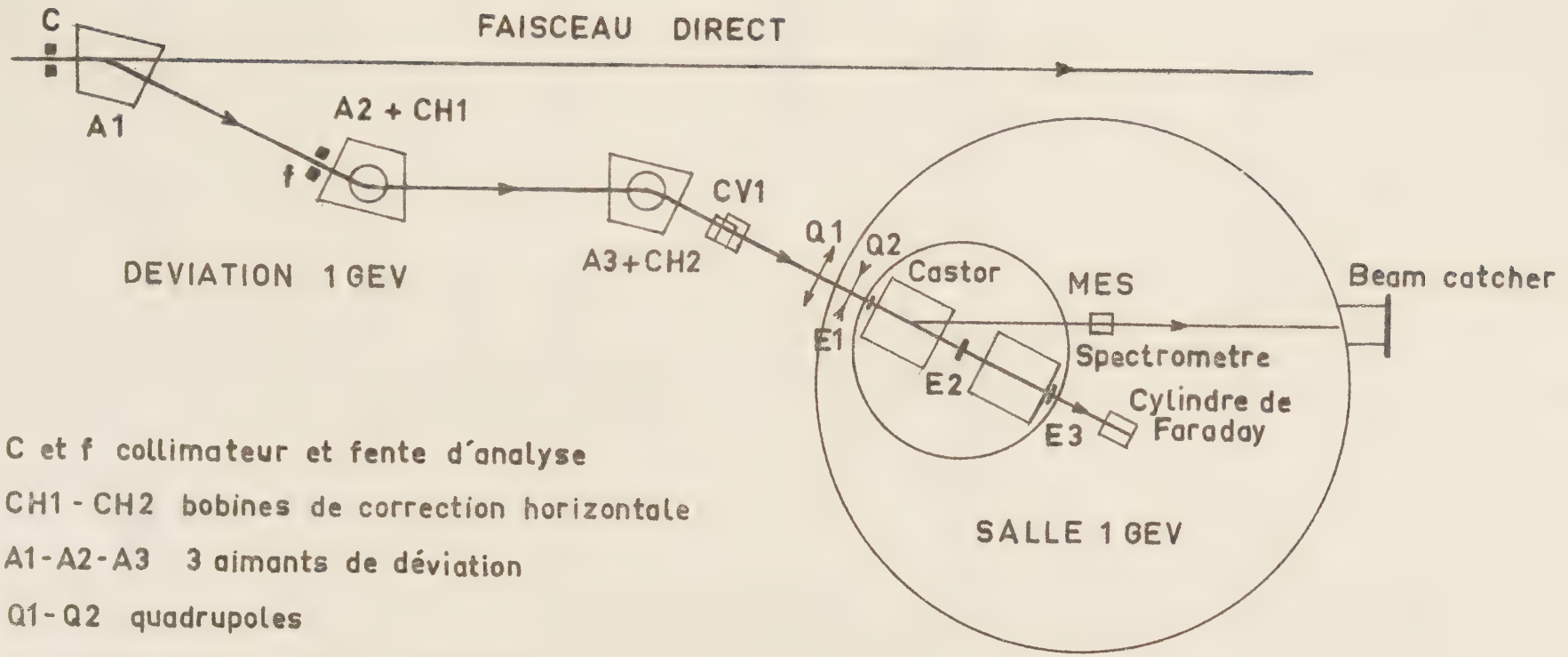
II-A. Le faisceau d'électrons.

L'expérience étant installée dans la salle 1 GeV de l'accélérateur linéaire d'Orsay, les caractéristiques du faisceau incident sont déterminées par les systèmes d'aimants (23) et de fentes de la déviation 1 GeV (fig. 3):

- Un système de 3 aimants sélectionne l'énergie des électrons qu'ils guident vers la salle d'expériences 1 GeV.
- Une fente variable située entre les aimants 1 et 2 permet de définir la largeur de la bande d'énergie acceptée par le système.
- Des bobines disposées autour des poles des aimants 2 et 3 permettent de corriger l'alignement horizontal du faisceau.
- Une bobine disposée derrière l'aimant 3 permet d'agir sur l'alignement vertical du faisceau.
- Les quadrupoles Q1 et Q2 disposés à l'entrée de la salle de cibles permettent de focaliser le faisceau en un point quelconque de la direction suivie par le faisceau d'électrons.
- Enfin, un collimateur disposé en tête de la déviation permet de définir la section du faisceau utilisé, à condition toutefois que son ouverture coincide avec la zone d'intensité maximale.

A-1) Alignement du faisceau d'électrons.

C'est en jouant sur ces différents appareillages que



C et f collimateur et fente d'analyse

CH1 - CH2 bobines de correction horizontale

A1-A2-A3 3 aimants de déviation

Q1-Q2 quadrupoles

CV1 bobine de correction verticale

E1-E2-E3 ecrans

Fig.3 IMPLANTATION DE L'EXPERIENCE DANS LA SALLE „1 GeV"

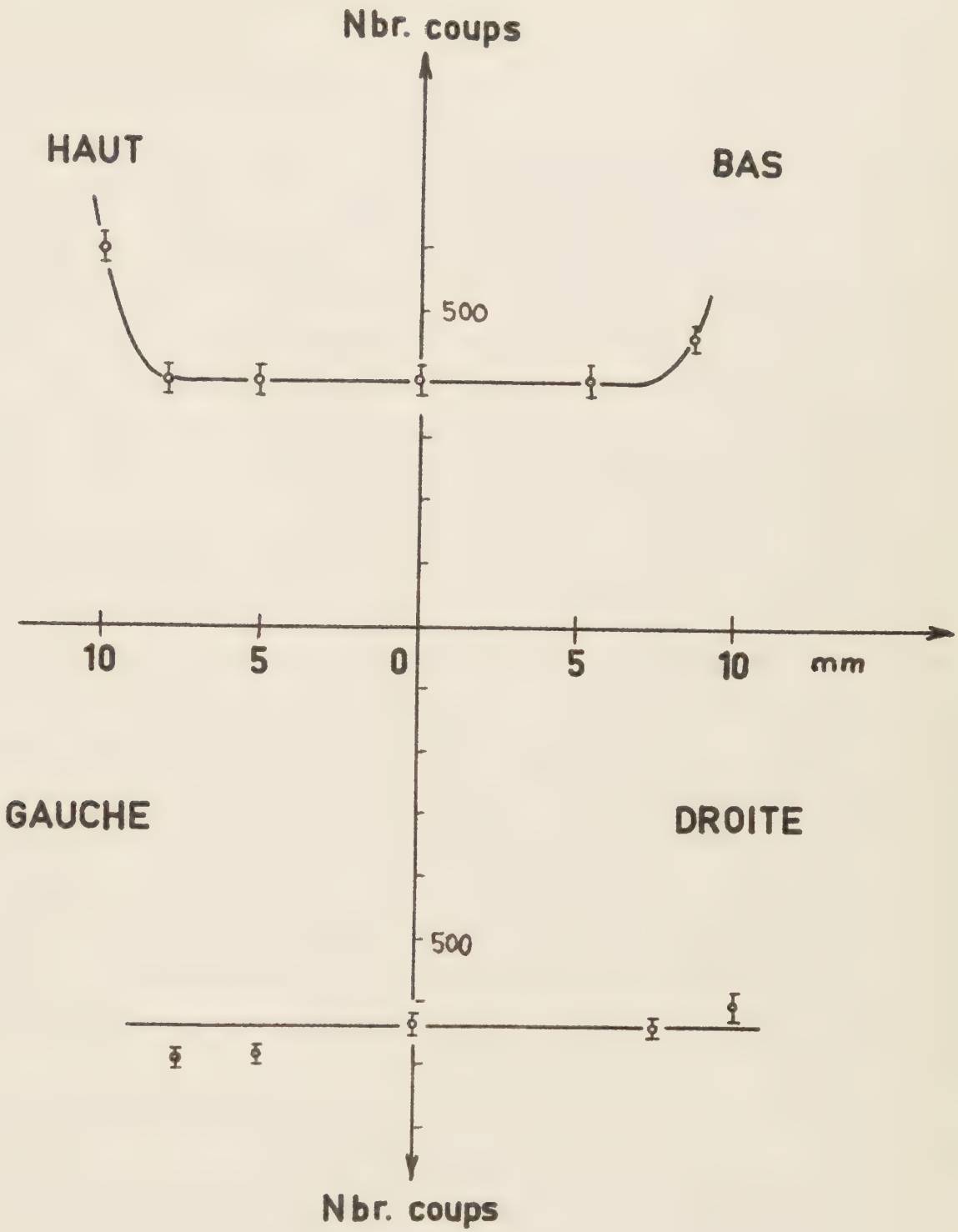


Fig.4 TEST DE LA „CROIX"

nous avons obtenu le faisceau nécessaire à la réalisation de nos mesures.

- Ce faisceau passe par le centre des écrans disposés devant l'aimant balai, derrière la cible et derrière le spectromètre (fig. 3), il est focalisé derrière la cible à l'aide des quadrupoles Q1 et Q2.
- Quand l'alignement et la focalisation sont réalisés, nous nous plaçons dans les conditions expérimentales qui correspondent à la mesure de photoproduction envisagée. Nous procédons alors à une dernière vérification en relevant les taux de comptage pour différentes positions du faisceau incident sur l'écran situé devant l'aimant balai. Les courbes de la figure 4 représentent la variation du taux de comptage lorsque l'on déplace le faisceau sur une horizontale et une verticale qui passent par le centre de cet écran. Ces courbes permettent de vérifier que l'appareillage est bien centré sur l'axe du faisceau. Elles fournissent également des indications sur la stabilité requise pour la réalisation des mesures. Dans le cas de la figure nous voyons qu'un déplacement vertical de plus de 5 mm enlève toute signification à nos mesures. On conçoit donc la nécessité d'une surveillance étroite de la stabilité du faisceau : l'enregistrement des données est découpé en tranches de 5 minutes, à chaque arrêt nous vérifions l'alignement du faisceau. En effectuant des tests statistiques sur les données ainsi relevées, nous nous assurons de leur consistance au cours du temps.

A-2) La mesure du courant moyen.

Le courant d'électrons délivré par la machine est mesuré en permanence à l'aide de deux mesureurs à électrons secondaires

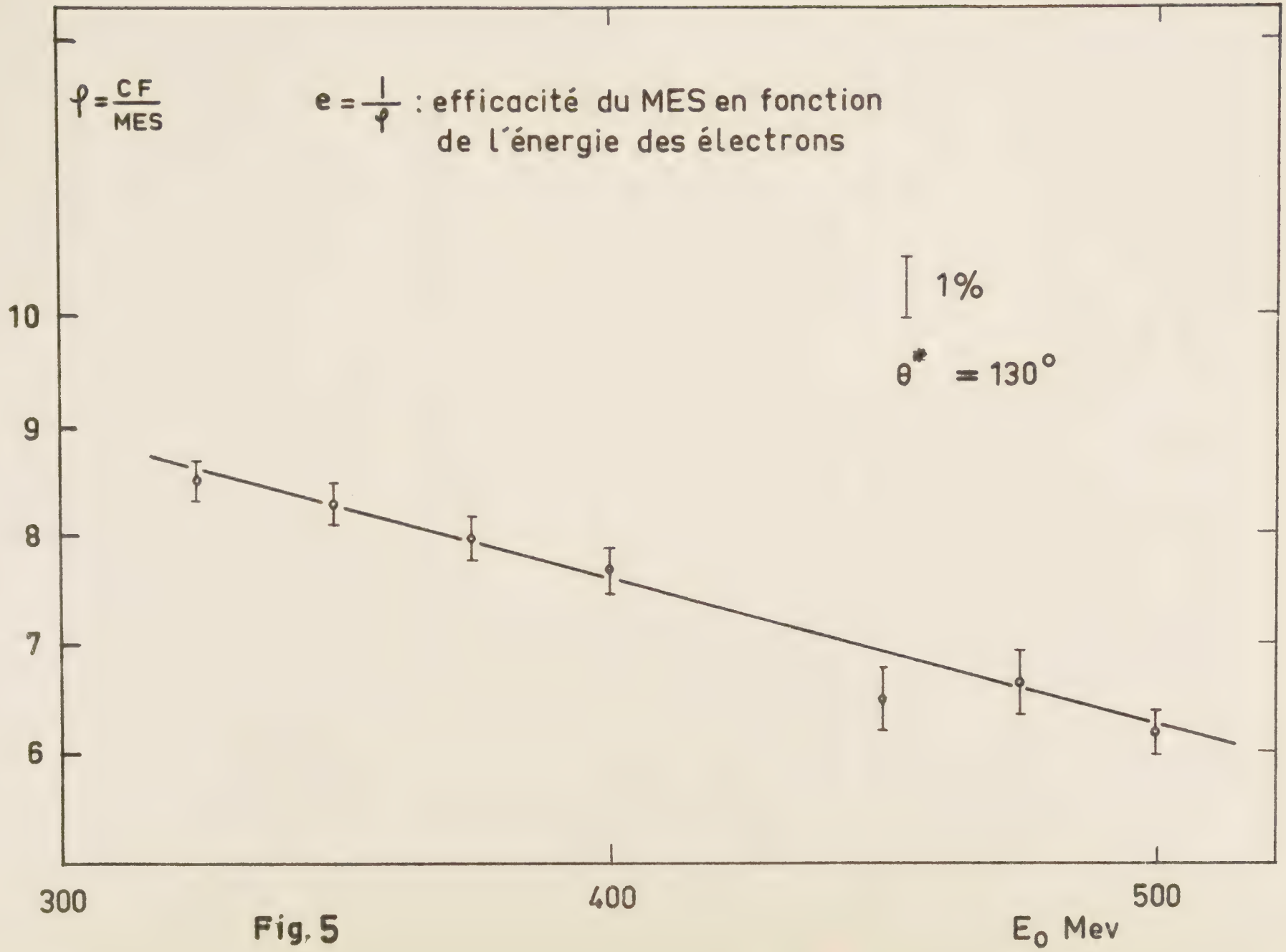

$\varphi = \frac{CF}{MES}$
$e = \frac{1}{\varphi}$: efficacité du MES en fonction de l'énergie des électrons
1%
$\theta^* = 130°$
10
9
8
7
6
300
400
500
E_0 Mev

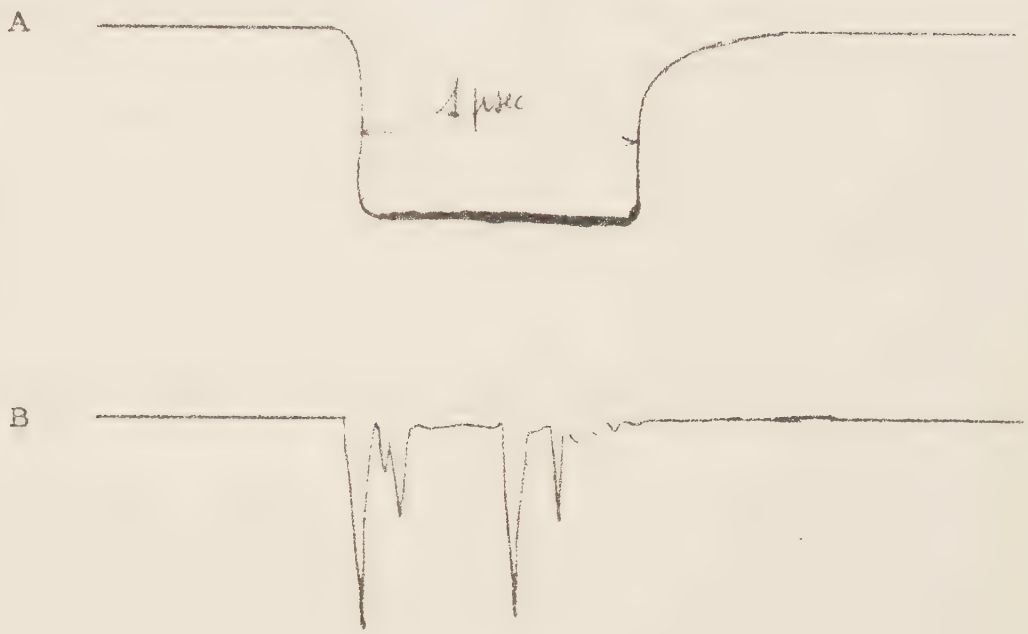
Fig. 5

(MES) disposés devant l'aimant balai. Leur indication n'étant pas absolue, il a fallu les étalonner par rapport au cylindre de Faraday au début et à la fin de chaque mesure, c'est à dire toutes les 2 heures. Pendant ce temps, la variation de l'efficacité du mesureur était de l'ordre de 0,2 %. La figure 5 représente la variation de l'efficacité du MES en fonction de l'énergie des électrons. Au cours d'une mesure nous disposons en permanence de trois mesures de courant, indépendantes les unes des autres : les électrons, collectés sur les 2 " MES directs" et sur le " MES dévié " (fig. 1), chargent les capacités de trois intégrateurs de courant. De la sorte nous pouvons détecter les erreurs consécutives à la fluctuation de l'efficacité de l'un des mesureurs, à une instabilité dans l'un des intégrateurs de courant, et au déplacement imprévu du faisceau d'électrons. (L'efficacité d'un MES est sensible à l'état de surface des feuilles frappées par le faisceau). Les efficacités des 2 MES directs n'ont jamais varié de plus de 0,3 % au cours d'une même mesure. Le courant moyen utilisé au cours de nos expériences variait entre 0,05 et 1 microampère suivant les conditions expérimentales.

A-3) Durée et structure de l'impulsion d'accélérateur.

L'accélérateur débite, cinquante fois par seconde, des paquets d'électrons pendant une microseconde. Le signal délivré par un compteur Cerenkov à eau disposé dans la salle de cible permet de visualiser la distribution des électrons à l'intérieur de la microseconde active. Sur la figure ci-dessous nous avons représenté deux

distributions correspondant à des cas extrêmes :



- Le cas A représente le cas idéal où l'impulsion de l'accélérateur ne présente pas de structure et dure 1 microseconde. La queue de l'impulsion est due à un bruit de fond qui parvient sur le Cerenkov après les électrons.
- Le cas B représente le cas assez fréquent où l'impulsion d'accélérateur présente une structure fine et dure moins de 500 nanosecondes.

La meilleure utilisation de la machine est obtenue dans le cas A. Dans ces conditions les évènements détectés sont uniformément distribués dans le temps actif de l'accélérateur. Ce point

est essentiel pour le choix des vitesses de comptage et le calcul des pertes de comptage dues au temps mort de l'électronique. Dans le cas B il devient très aléatoire de se baser sur une quelconque distribution temporelle des évènements. Ceci nous oblige à travailler avec des vitesses de comptage inférieures à 1 coup par impulsion d'accélérateur, alors que dans le cas précédent nous pouvions envisager 4 coups par impulsion d'accélérateur. En fait, la structure de l'impulsion d'accélérateur varie constamment entre les 2 cas extrêmes envisagés. Ceci nous a incité à travailler avec des taux de comptage inférieurs à 15 coups par seconde.

A-4) Détermination de l'énergie des électrons incidents.

- Le champ qui règne dans le premier aimant de déviation disperse les électrons suivant leur énergie qui est sélectionnée par les fentes placées à l'entrée du deuxième aimant. La tension induite aux bornes d'une résistance montée en série avec les bobines des aimants permet de connaître l'intensité du courant délivré par les groupes. Celle-ci est stabilisée à 2.10^{-4} près. Connaissant le courant, le champ est déterminé à partir d'une courbe d'étalonnage réalisée par la méthode du fil (24). Cette courbe est connue avec une précision moyenne de 0,2 %.

- Une sonde à protons disposée dans l'entrefer du premier aimant de déviation contrôle la stabilité et la reproductibilité du champ.

A-5) Ouverture du collimateur et des fentes en énergie.

- Le choix de l'ouverture des fentes d'énergie résulte d'un compromis

entre l'intensité du faisceau d'électrons et la précision avec laquelle nous voulons connaître le nombre de photons. Nous avons pris $\Delta E_o/E_o = 2\,\%$.

- En général l'ouverture du collimateur coincide avec la section du faisceau transportant plus des 2/3 de l'intensité totale. De la sorte nous supprimons le halo qui accompagne le faisceau délivré par la machine. Pour nos mesures, nous avions en général un collimateur d'ouverture $8 \times 8\ mm^2$.

II - B. Le faisceau de photons.

Lorsque les électrons arrivent dans la salle de cibles ils rencontrent le radiateur où ils produisent les photons par bremsstrahlung. A la sortie du radiateur un aimant balai les guide vers un beam catcher. Pour une énergie d'électrons donnée, les caractéristiques du faisceau de photons sont déterminées par l'épaisseur X du radiateur. Dans nos conditions expérimentales, cette épaisseur est limitée par l'ouverture angulaire du faisceau de photons : celle-ci ne pouvait pas dépasser la limite de 0,011 radian imposée par l'ouverture de la manchette de sortie du spectromètre et par les dimensions du volume utile de la cible.

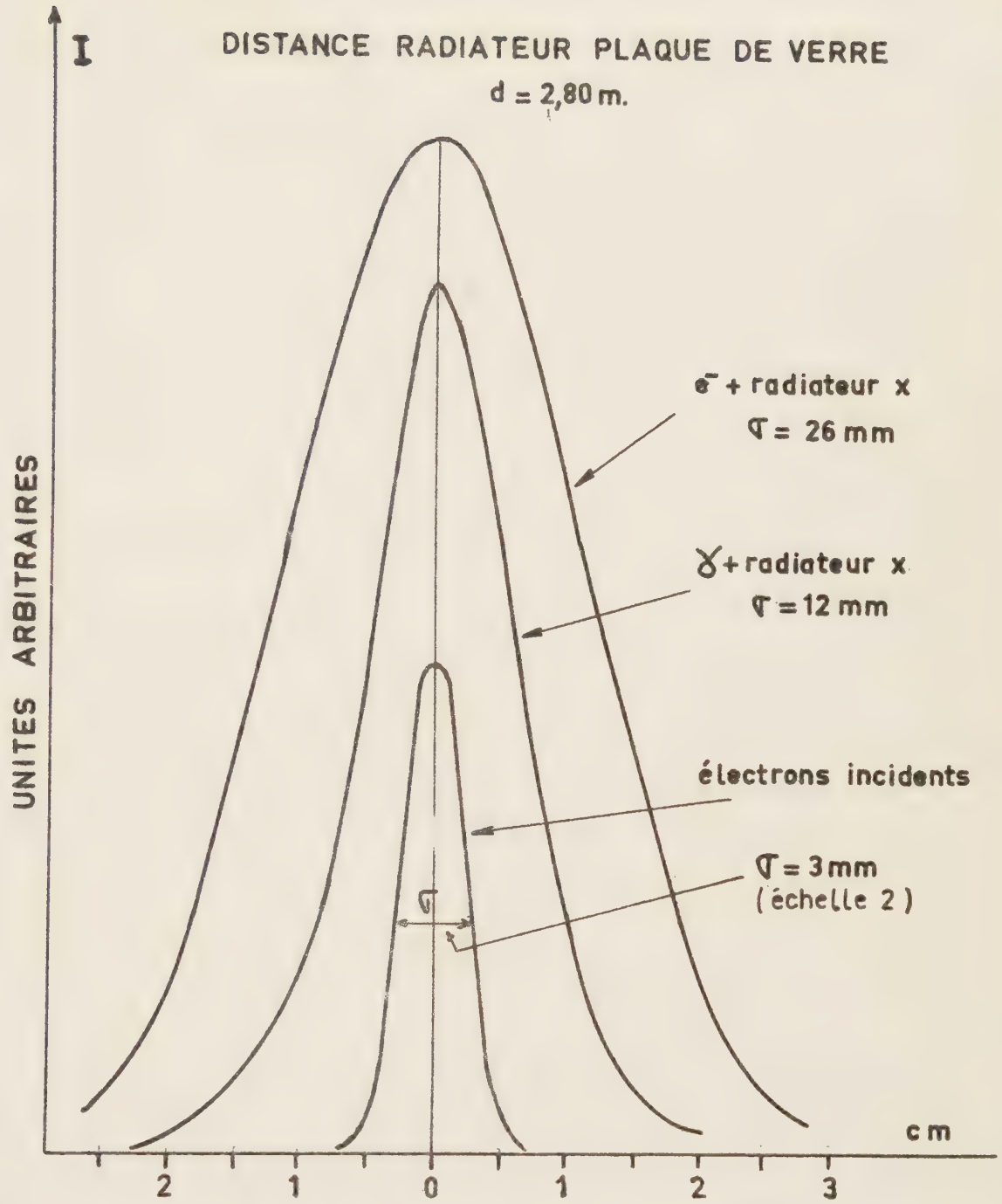
B-1) Ouverture angulaire du faisceau de photons.

L'ouverture du faisceau de photons est essentiellement déterminée par la diffusion multiple subie par les électrons à la traversée du radiateur. L'angle moyen sous lequel les électrons quittent le radiateur résulte de la succession d'un grand nombre de diffusions à petit angle, indépendantes les unes des autres. A la sortie du radiateur, la distribution angulaire des électrons aura donc l'allure d'une gaussienne.

Les diffusions à grand angle n'étant pas exclues, les électrons affectés par ce processus sont distribués comme il est prévu par les sections efficaces (Mott et Rutherford) de diffusion simple. Cet effet étant peu important, la distribution résultant de la superposition de ces deux processus conserve l'allure d'une gaussienne jusqu'à 3 écarts type. En se limitant à la diffusion à petit angle, Hanson et al.(25) donnent des résultats théoriques basés sur les travaux de Molière (26). Les photons étant émis dans la direction de l'électron on s'attend à ce que la distribution spatiale des photons soit prédite par ces résultats.

Pour tester la validité de ces formules nous avons disposé des plaques de verre sur le parcours du faisceau de photons : l'impact des photons est matérialisé par le noircissement de la plaque de verre. Le noircissement en un point donné étant proportionnel au nombre de photons qui ont frappé ce point, l'analyse de ces taches à l'aide d'un densitomètre optique fournit la distribution spatiale des photons au niveau du plan d'exposition de la plaque de verre. La figure 6 représente quelques unes des distributions ainsi mesurées.

Les résultats théoriques de Molière (26) ne rendent compte de la taille du faisceau de photons que si l'on remplace X par X/2. Autrement dit, l'ouverture du faisceau de photons est déterminée par la diffusion multiple des électrons dans la demi épaisseur du radiateur. Ce résultat s'explique par l'argument quantitatif suivant : les électrons subissent la diffusion multiple et émettent des photons dans toute l'épaisseur du radiateur. Une fois émis, les photons ne sont plus sujets à la diffusion multiple et l'angle sous lequel ils quittent le radiateur résulte d'un nombre de diffusions en moyenne inférieur à celui qui est subi par les électrons. Dans l'hypothèse où la production de photons est



DISTRIBUTION D'INTENSITE DANS UNE SECTION DROITE DES FAISCEAUX DE PHOTONS ET D'ELECTRONS D'ENERGIE E_0 = 800 MeV

X = 0,08 R.L. DE CUIVRE

Fig. 6

uniforme dans l'épaisseur du radiateur il n'est donc point surprenant que l'épaisseur effective dans la détermination de l'angle d'ouverture du faisceau de photons soit de l'ordre de X/2.
Sur la figure 6, la distribution spatiale du faisceau d'électrons obtenue derrière le radiateur a une largeur double de celle du faisceau de photons. Cet effet est dû à la présence d'une fenêtre entre le radiateur et la plaque de verre. Si l'on tient compte du fait que cette fenêtre est vue par les électrons et non par les photons, l'expérience vérifie les arguments précédents à mieux que 10 %.

Comme la divergence du faisceau de photons est inversement proportionnelle à l'énergie des électrons incidents nous avons changé l'épaisseur des radiateurs avec l'énergie des électrons (tableau II). La longueur de radiation d'un matériau étant inversement proportionnelle à son numéro atomique Z nous avons retenu des radiateurs en aluminium. En effet, pour une même épaisseur en longueur de radiation, l'épaisseur en cm d'un radiateur en aluminium est connue avec une incertitude relative meilleure que pour un matériau de Z plus grand.

TABLEAU II

Ouverture du faisceau de photons pour les différents radiateurs utilisés.

$\theta^*_{\pi^0}$	X gr/cm^2	dX/X	Z	X_o gr/cm^2	X/X_o	θ^2	énergie des électrons	$\sigma_\gamma 10^2$ radians	$\theta_\gamma 10^2$ radians	d mètres
$\theta^* = 180^\circ$	0,366	0,8 %	29	12,80	2,..57		$250 \leqslant E_0 \leqslant 353$	0,499	1,01	2
	0,0722	0,9 %	13	23,90	0,132		$370 \leqslant E_0 \leqslant 423$	0,102	0,233	4
	0,1395	0,9 %	13	23,90	0,159		$420 \leqslant E_0 \leqslant 447$	0,136	0,294	4
$\theta^* \neq 180^\circ$	0,1508	0,8 %	13	23,90	0,713		$290 \leqslant E_0 \leqslant 400$	0,202	0,436	4
	0,2399	0,8 %	13	23,90	1,133		$390 \leqslant E_0 \leqslant 500$	0,196	0,409	4

X/X_o est l'épaisseur du radiateur exprimée en longueur de radiation

d la distance qui sépare le radiateur de la manchette.

dX/X l'erreur relative sur l'épaisseur du radiateur

σ_γ l'écart type calculé d'après la théorie de Molière (26) corrigée par Hanson (25). Le faisceau d'électrons délivré par la machine ayant des dimensions inférieures à 8 x 8 mm, σ_γ est voisin de l'écart type réel.

θ_γ est l'écart type calculé à partir de la formule $\theta_\gamma = \frac{21}{E_o}\sqrt{\frac{X}{2X_o}}$

B-2) Calcul du nombre de photons.

Pour calculer l'intensité du faisceau de photons nous avons utilisé un programme de calculatrice mis au point par Alvarez (27). Ce calcul est valable dans le cas d'un radiateur épais; il corrige la formule classique de Bethe et Heitler (28) en tenant compte des processus suivants :

- perte d'énergie des électrons par ionisation ou rayonnement mou avant l'émission d'un photon d'énergie k.
- allongement du parcours des électrons par suite de la diffusion multiple.
- atténuation du flux d'électrons : après avoir émis un photon très énergique, l'électron n'est plus susceptible d'émettre un photon d'énergie k.
- interactions ultérieures des photons émis : création de paires et effet Compton.

Si $n(k)dk$ est le nombre de photons d'énergie comprise entre k et k + dk, rayonnés par N_e électrons d'énergie E_o en traversant le radiateur d'épaisseur X/X_o, nous avons :

$$n(k)dk = \int_{k}^{k+dk} N_e \frac{X}{X_o} k'F(k', E_o) \frac{dk'}{k'} \qquad (1)$$

Le programme de calculatrice nous donne la valeur de la fonction $kF(k, E_o)$. Dans la mesure où cette fonction est constante sur l'intervalle d'intégration nous pouvons écrire :

$$n(k)dk \simeq N_e \frac{X}{X_o} kF(k, E_o) \frac{dk}{k} \qquad (2)$$

B-3) Choix de l'énergie E_o des électrons incidents pour une énergie de photons donnée k.

En choisissant convenablement la valeur de E_o par rapport à celle de k, nous nous sommes arrangés pour que la fonction $kF(k, E_o)$ soit constante sur la bande d'énergie de photons acceptée par le système de détection. Ce choix est limité pour les raisons suivantes :

- Pour réduire la production de réactions parasites nous avons intérêt à ce que le nombre de photons d'énergie comprise entre k et E_o soit le plus petit possible. Pour une valeur de k donnée, on s'arrangera toujours pour que E_o soit inférieure à l'énergie $k_{2\pi}$ des photons pouvant induire une réaction de double photoproduction conduisant à des protons identiques à ceux que nous détectons (fig. 7 et 8). Donc $k < E_o < k_{2\pi}$.
- Toutefois k ne doit pas être trop voisin de E_o, car dans ces conditions la fonction $kF(k, E_o)$ est mal connue et varie rapidement avec k.

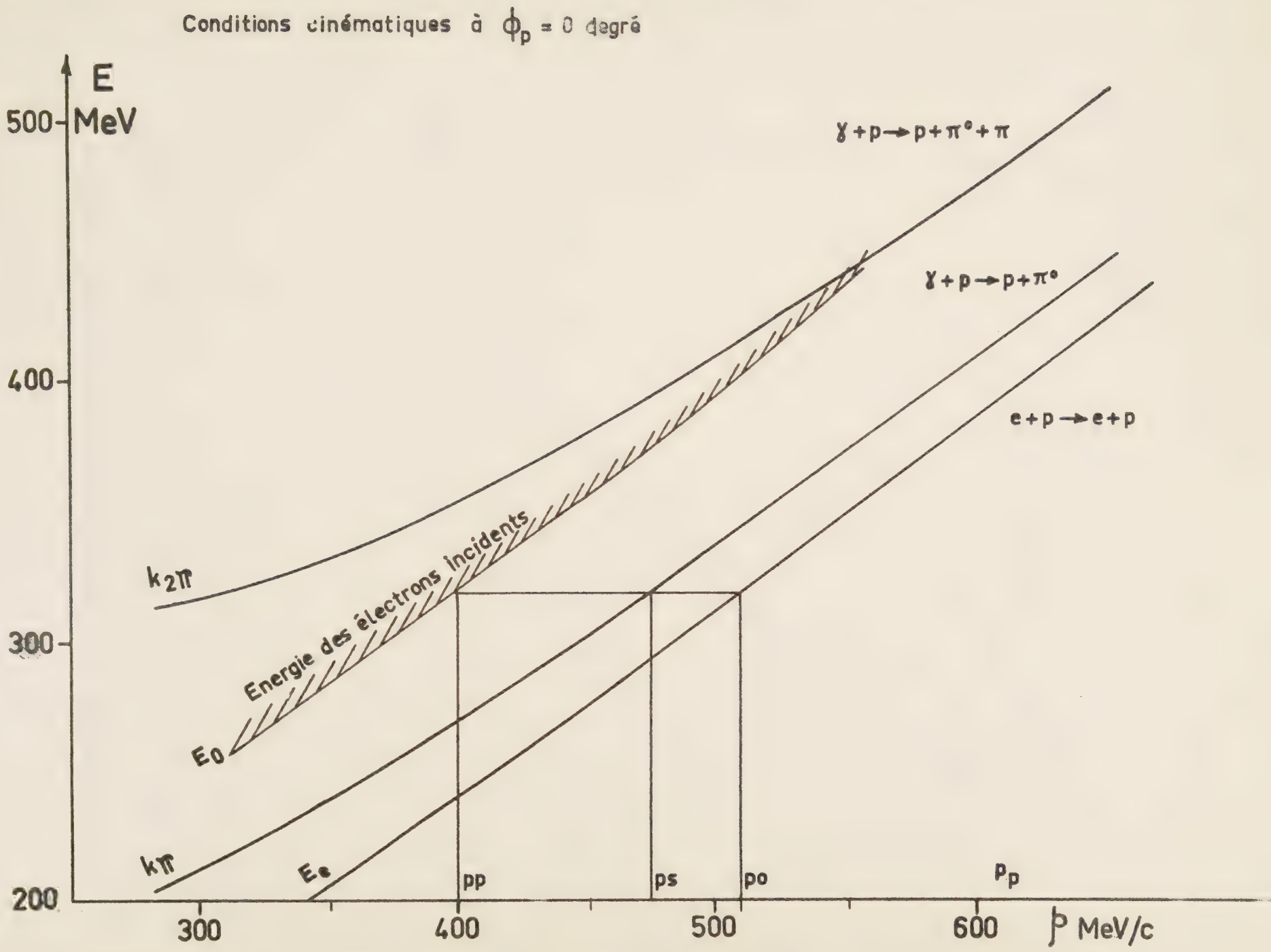


Fig 7 — CONDITIONS CINEMATIQUES A ϕ_p = 0 degré

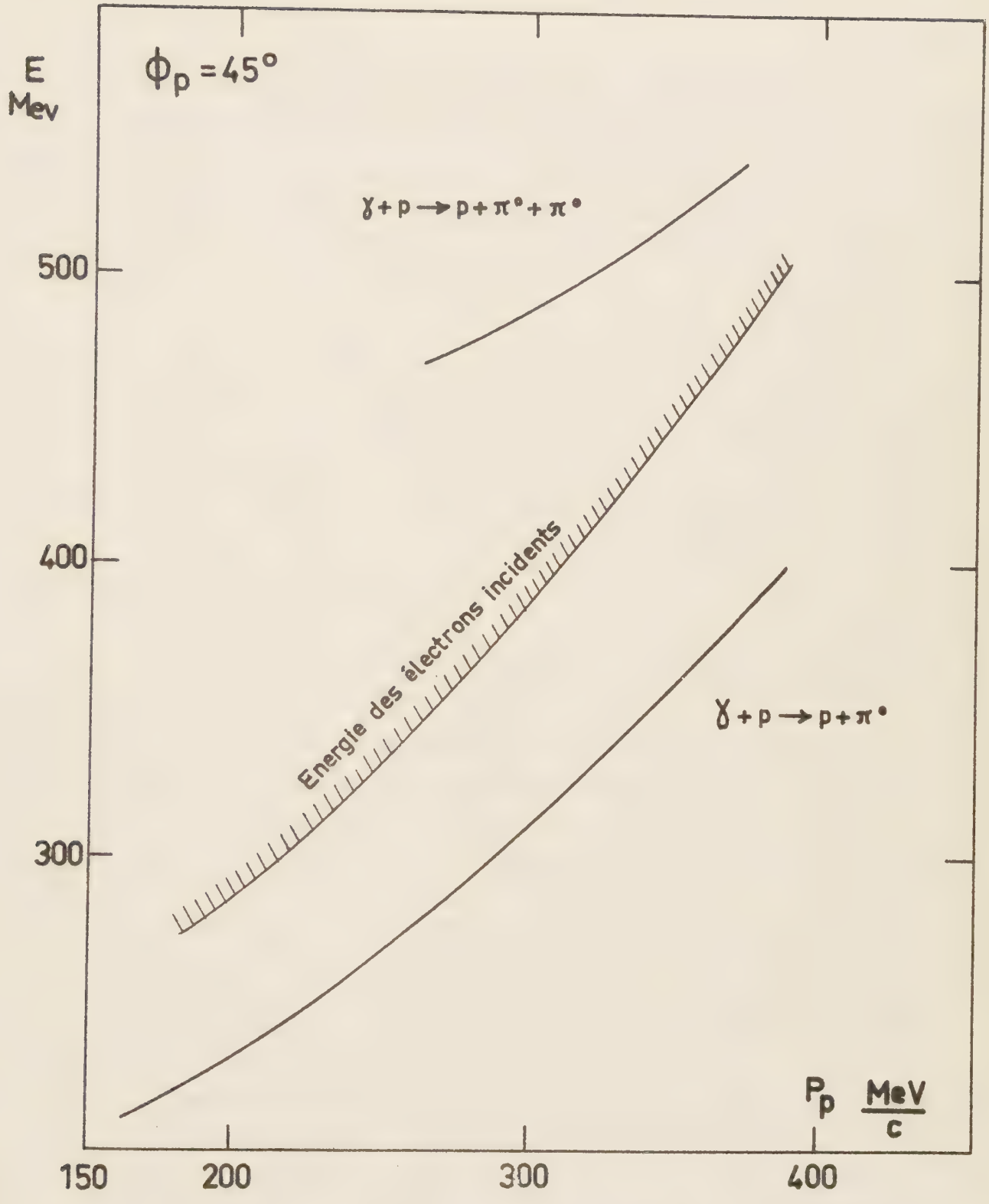


Fig.8 Conditions cinématiques pour $\phi_p = 45°$

Finalement, nous avons choisi de travailler avec un rapport k/E_o constant. Pour les mesures à $\theta^* = 180^\circ$ nous avions $k/E_o = 0,85$ et aux autres angles $k/E_o = 0,80$. De la sorte nous étions toujours en dessous du seuil de double photoproduction et sur la partie plate du spectre de bremsstrahlung. En outre, comme

$$kF(k, E_o) = f(\frac{k}{E_o}) \qquad (3) \qquad \text{Bethe Heitler (28)}$$

le nombre de photons intervenant dans la mesure des sections efficaces à θ^* fixé est alors indépendant de k et de E_o.

lorsque $k/E_o = 0,8$ $\qquad k\,F(k, E_o) \simeq 0,819$

$k/E_o = 0,85$ $\qquad k\,F(k, E_o) \simeq 0,814$

II - C. La cible à hydrogène liquide.

Pour la plupart de nos mesures nous avons utilisé le système de cible translatable qui a déjà servi en d'autres occasions (29). Au cours de ce travail nous avons mis au point un nouveau système de cible (fig. 9) en vue des expériences à $\theta^* = 130^\circ$, réalisées pour de petits angles d'émission des protons de recul. Les caractéristiques essentielles de ce système sont résumées ci dessous:

- Le réservoir central contenant l'hydrogène liquide est entouré de deux réservoirs concentriques pouvant contenir de l'azote liquide ou tout autre liquide cryogénique. Cette structure confère à l'ensemble une autonomie en hydrogène liquide de l'ordre de 24 heures (gain d'un facteur 3 par rapport à l'ancien système qui était dépourvu de "jaquettes" à azote liquide).
- La partie inférieure de la chambre de diffusion est amovible : il en résulte une grande souplesse dans l'utilisation de l'ensemble,

la chambre de diffusion pouvant ainsi s'adapter à n'importe quel type d'expérience, rapidement et à peu de frais. En remplissant les réservoirs 1, 2, 3 avec de l'hélium, de l'hydrogène et de l'azote liquide on peut disposer de 4 cibles contenant des liquides cryogéniques différents : H_2, D_2, He_3, He_4. L'angle entre l'appendice et la direction du faisceau incident peut être facilement modifié en cours d'expérience.

Nous avons utilisé un appendice à deux compartiments dont l'un est en communication avec le réservoir central alors que l'autre est vide. Cet appendice est constitué de 2 feuilles d'acier inoxydable de 12 μ d'épaisseur, serrées sur un bati de cuivre d'épaisseur différente selon l'expérience envisagée. Chaque compartiment est rectangulaire et a 80 mm de large et 50 mm de haut.

La chambre de diffusion est directement reliée au vide accélérateur. Pour les expériences à $\theta^* = 180^\circ$ elle est également raccordée à la chambre à vide du spectromètre (fig. 2). Le tableau ci-dessous donne une vue d'ensemble des domaines d'impulsion et d'angle qui ont été explorés. Il indique également les épaisseurs des cibles et des fenêtres disposées sur le parcours des protons de recul dans les différentes conditions expérimentales.

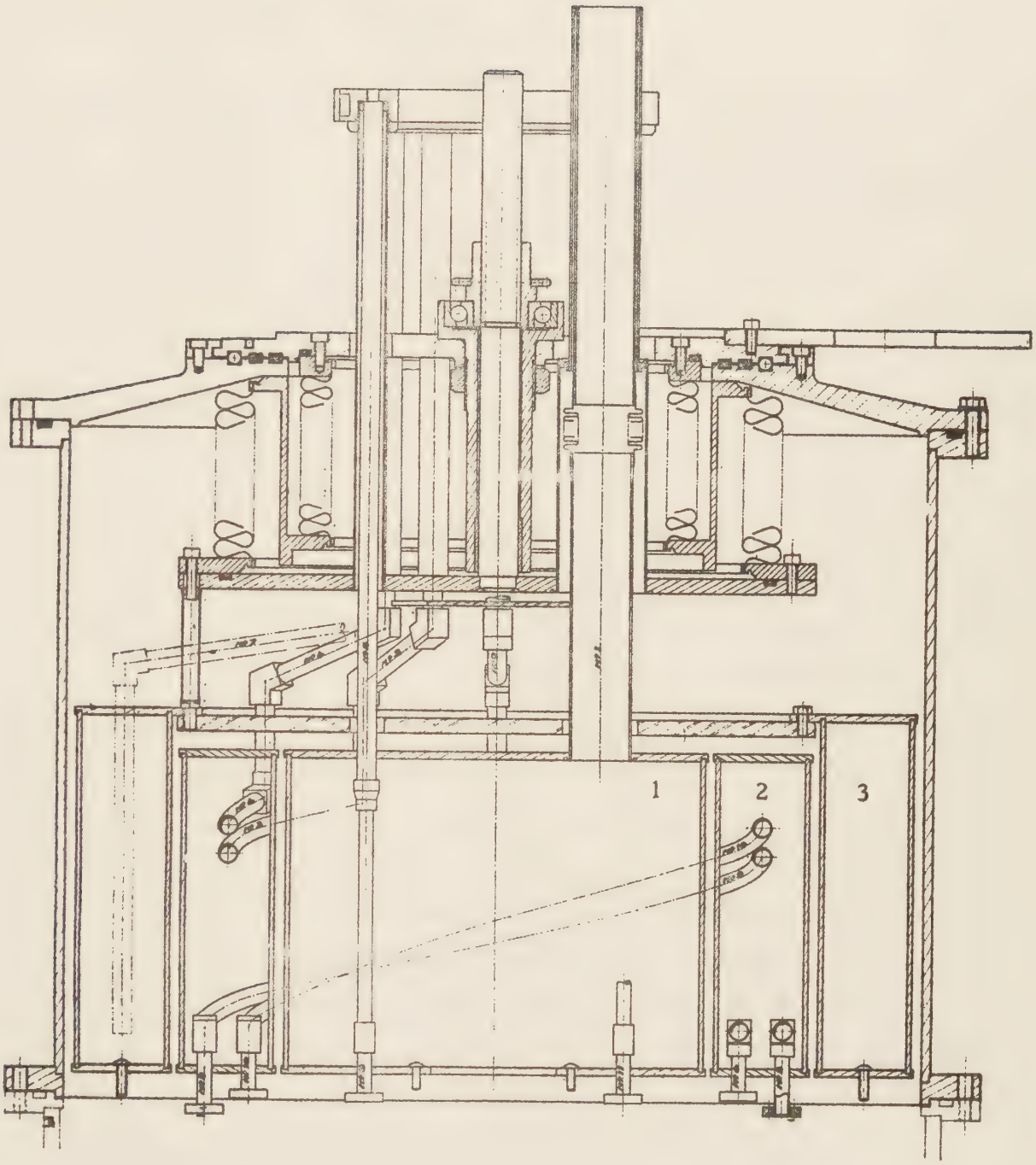


Figure 9 : La cible à hydrogène liquide

TABLEAU II

θ^*	$p_p \frac{MeV}{c}$ impulsion du proton de recul	ϕ_p angle d'émission du proton de recul	épaisseur de la cible	angle cible/faisceau	fenêtres traversées par les protons de recul
180°	350 à 550 350 à 400	0°	2 cm 5.7 cm	90°	12 μ d'acier inoxydable
130°	346 à 527	21°.84 à 22°.95	1 cm	45°	12 μ d'acier inoxydable 190 μ de mylar 50 cm d'air 125 μ de Kapton
90°	245 à 406	37°.51 à 41°.36	1 cm	43°	
70°	204 à 328	44°.60 à 50°.39	1 cm	43°	

Les valeurs attribuées aux épaisseurs de cible sont approximatives. Du fait du gonflement des feuilles d'acier lorsqu'elles sont soumises à l'action du vide, nous ne connaissons cette épaisseur qu'avec une précision tout à fait relative. Cet obstacle est contourné par les mesures de normalisation dont le principe est exposé dans le paragraphe (III-B) et le calcul dans les appendices A et B.

II-D. Les paramètres des protons de recul.

Parmi les produits des réactions induites dans la cible, nous nous intéressons spécialement aux protons de recul. Le spectre d'énergie des photons étant un spectre continu, la connaissance du vecteur quantité de mouvement des protons est nécessaire à la détermination de la cinématique de la réaction étudiée. Cette information est obtenue par l'analyse magnétique des produits de réaction.

Pour ce faire, nous avons utilisé le spectromètre à triple focalisation de grandissement 1 installé dans la salle 1 GeV. Cet appareil est constitué d'un système de 3 aimants dont les caractéristiques sont schématisées sur la figure 10. On en trouvera une description détaillée dans les références (30) et (31).

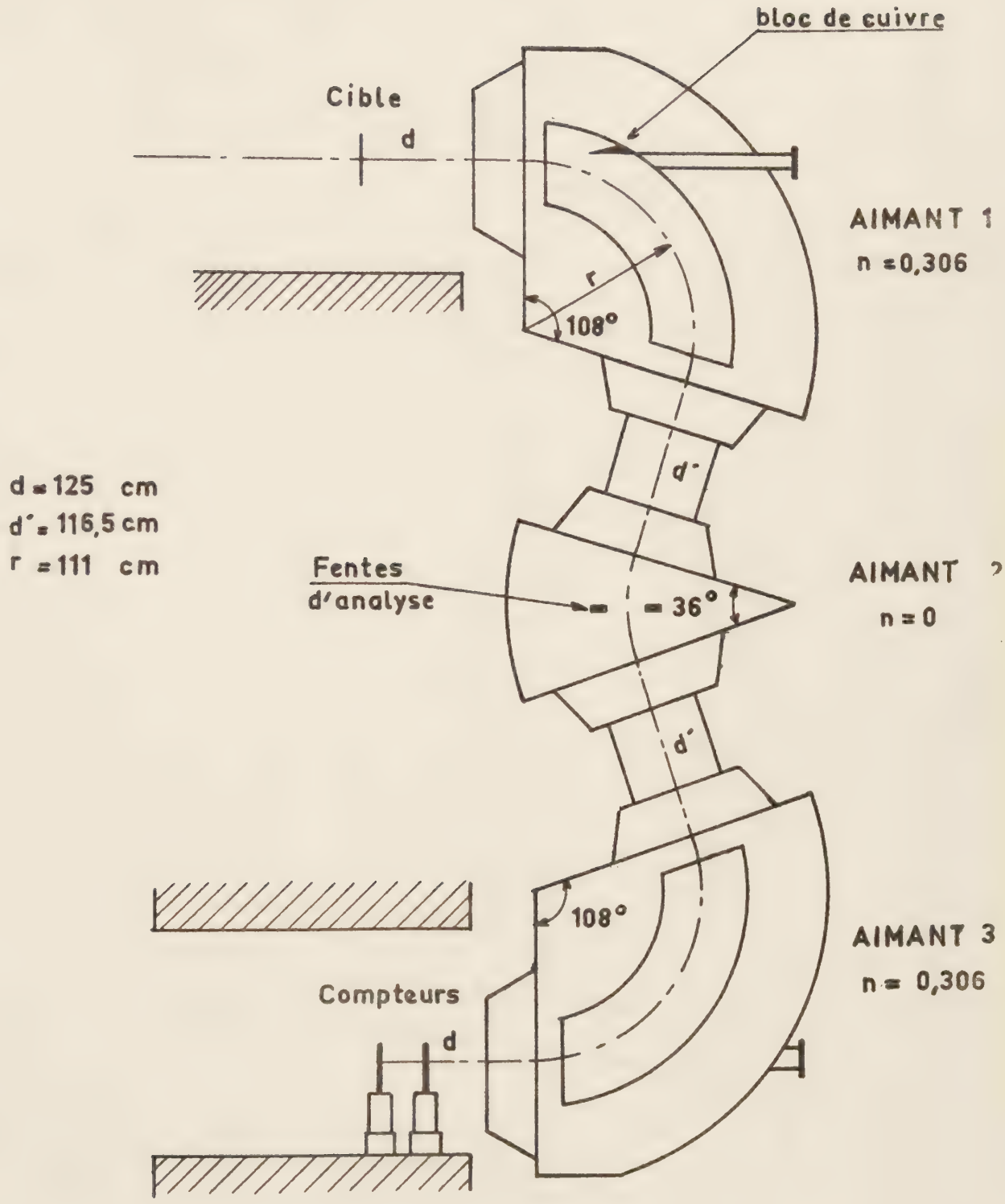
D-1) La sélection des angles de recul.

Le spectromètre est mobile autour d'un axe vertical qui coupe l'axe du faisceau incident au centre de la cible. Sa position par rapport à l'axe du faisceau de photons détermine l'angle moyen de détection ϕ_p à mieux que 3 minutes.
Les dimensions de l'espace libre situé entre les poles des aimants déterminent l'acceptance angulaire du spectromètre. Celle ci a été mesurée par la méthode du pinceau d'électrons (30). Si ce pinceau pénètre dans l'aimant avec les angles d'incidence α_R (plan radial) et α_T (plan transverse), le résultat de ces mesures se traduit par les courbes qui sont représentées sur la figure 11. La forme de ces courbes varie avec l'impulsion moyenne p_p et avec l'acceptance en

quantité de mouvement γ. Comme elles ont l'allure d'un trapèze curviligne, il en résulte une mauvaise définition des acceptances angulaires transverse et radiale. Ces différents effets peuvent être circonscrits en limitant l'acceptance angulaire du spectromètre aux trajectoires voisine de la trajectoire moyenne. La situation expérimentale propre aux mesures à $\theta^* = 180^\circ$ ne permet pas de réaliser cette condition en disposant simplement un diaphragme à l'entrée du premier aimant. En effet, l'ouverture d'un tel diaphragme ne serait pas suffisante pour livrer le passage au faisceau de photons. Le système présentant une grande acceptance radiale (fig. 11) nous l'avons limitée à $\Delta\theta \simeq 0,11$ rd en disposant un diaphragme de plomb de 10 cm d'ouverture à l'entrée du spectromètre. L'acceptance transverse des aimants étant petite (fig. 11) nous l'avons délimitée en nous basant sur les propriétés optiques du spectromètre. En effet il ressort de l'étude de J. Dupin (30) que la dispersion transverse des trajectoires est indépendante des différences d'impulsion et qu'elle dépend de l'angle transverse d'émission des particules. Cette dispersion est maximum dans le plan de symétrie horizontale de l'aimant (plan π de la figure 12). En disposant une "fente transverse" dans ce plan nous limitons l'acceptance angulaire transverse à $\Delta\phi \simeq 0.025$ rd.

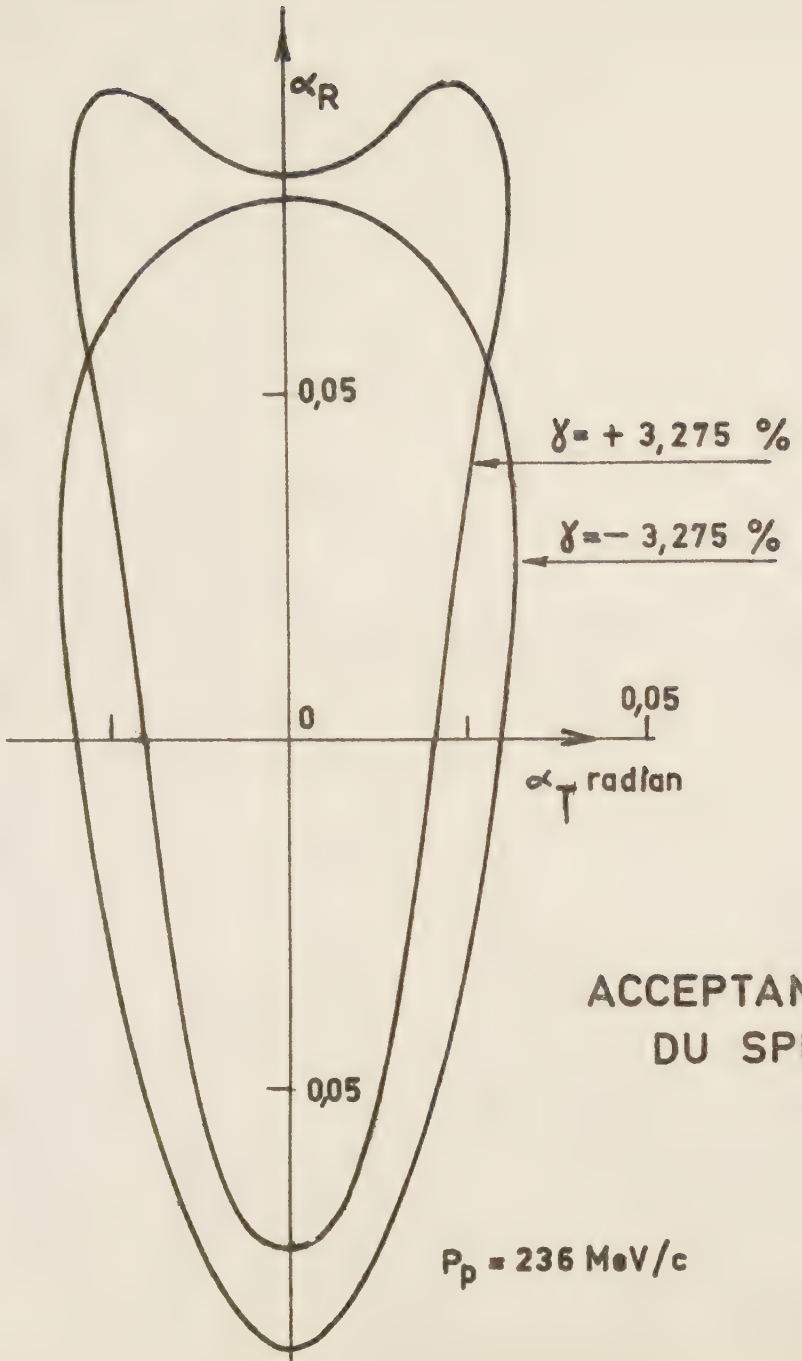
L'acceptance angulaire ainsi déterminée est indépendante des angles α_R, α_T à l'intérieur des intervalles soustendus par $\Delta\phi$ et $\Delta\theta$; elle dépend encore de l'impulsion moyenne p_p et des abscisses transverses des trajectoires à l'intérieur de la cible.

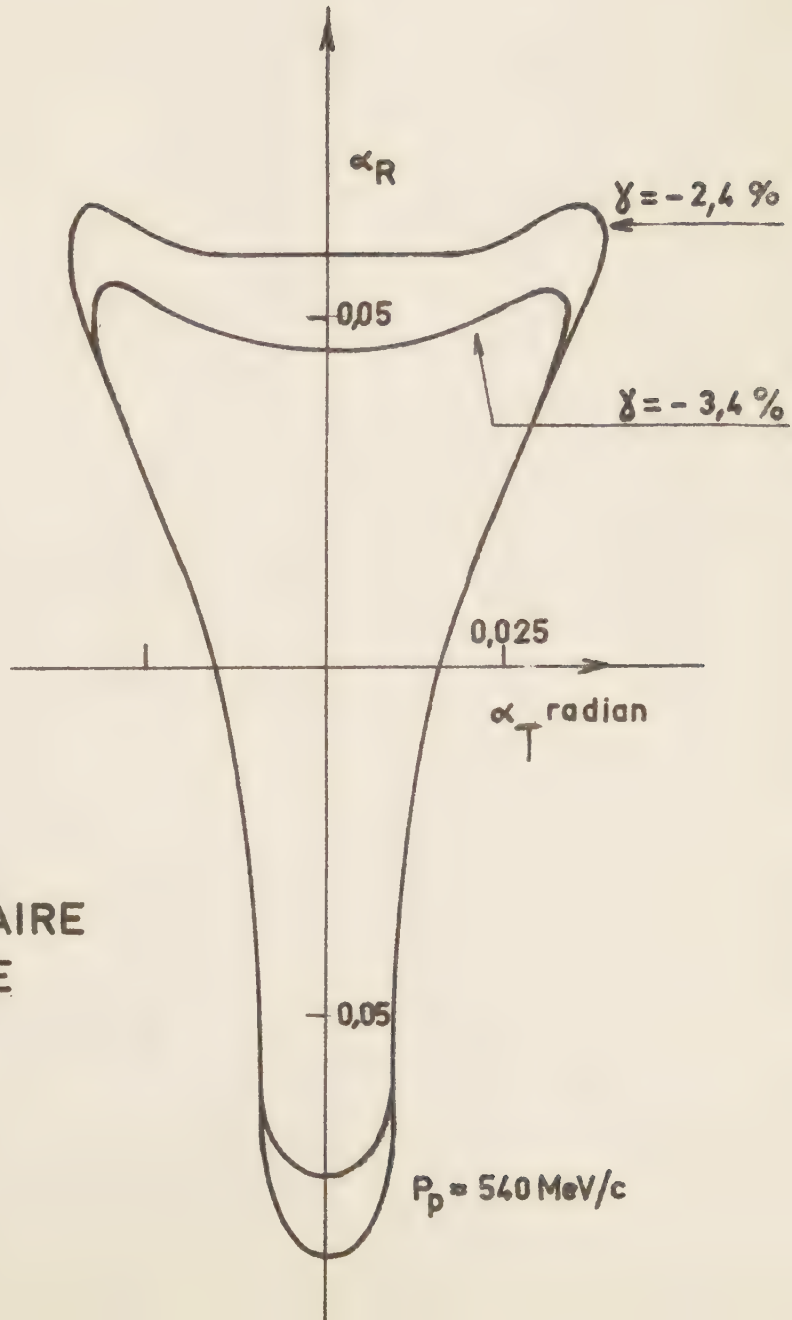
Des mesures faites par Bétourné (32) ont montré que l'acceptance est indépendante des abscisses transverses d'émission lorsque celles-ci sont localisées dans une bande de 5 cm de large centrée sur la trajectoire moyenne. La dépendance en p_p est liée à la saturation des aimants ; elle n'intervient qu'à des impulsions supérieures à 500 MeV/c.



SCHEMA DU SPECTROMETRE A TRIPLE FOCALISATION

Fig.10

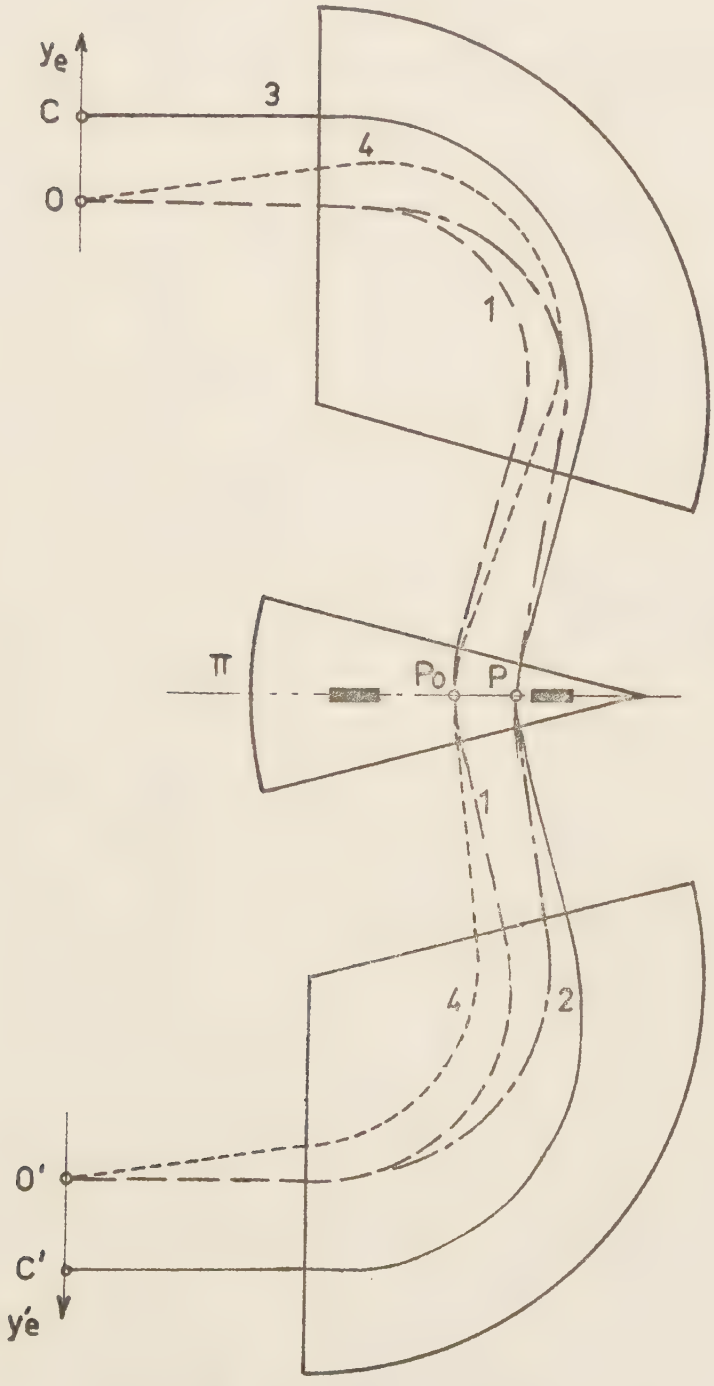


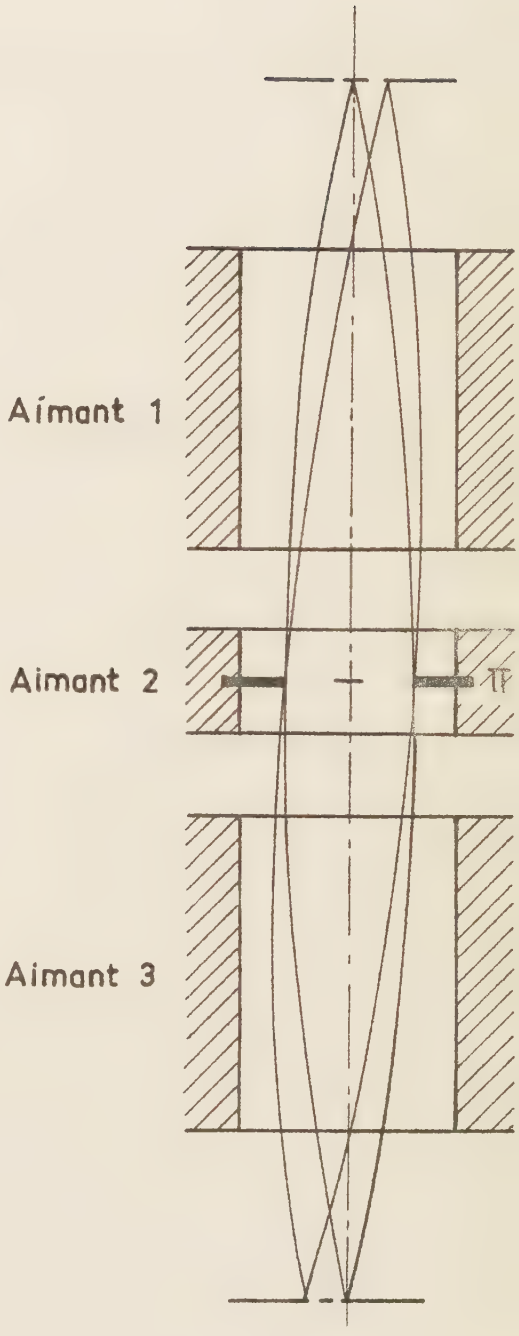


ACCEPTANCE ANGULAIRE
DU SPECTROMETRE

Fig. 11

	Impulsion	Angle d'émission	Abscisse d'émission
1	Po	0	0
2	Po' > Po	0	0
3	Po'	0	ye
4	Po	θe	0



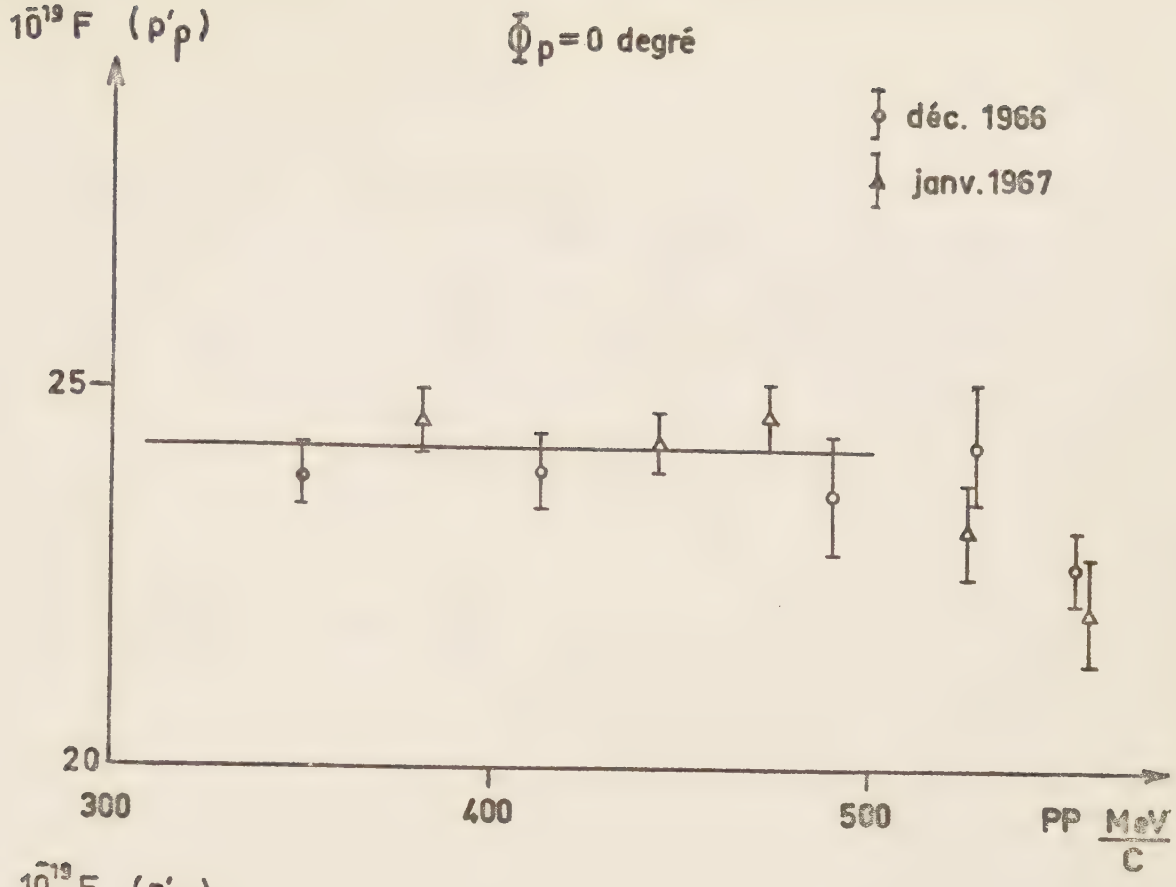


PLAN RADIAL

PLAN TRANSVERSE

OPTIQUE DU SPECTROMETRE A TRIPLE FOCALISATION

Fig. 12



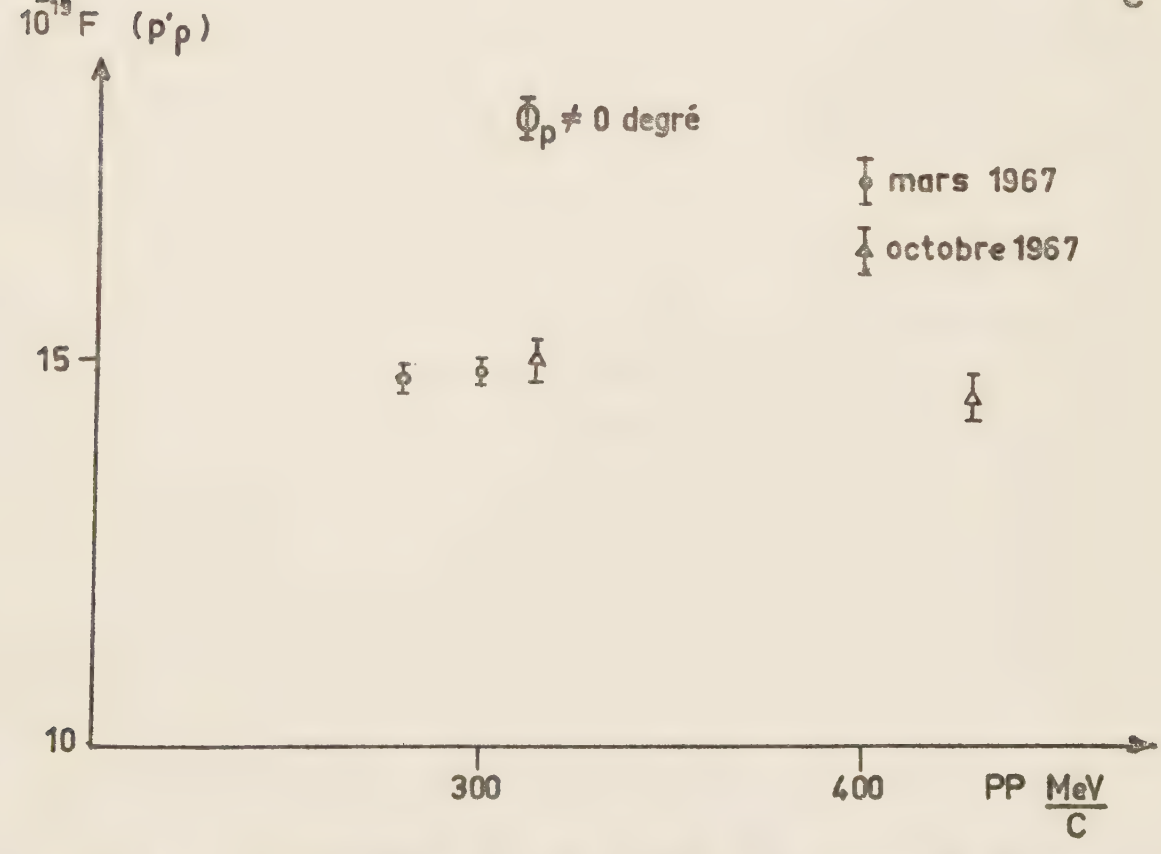


Fig.13 VARIATION DU FACTEUR DE NORMALISATION AVEC L'IMPULSION DES PROTONS DE RECUL

La théorie au premier ordre des aimants permet de déterminer l'acceptance angulaire par le calcul des trajectoires. Nous avons préféré un mode de détermination moins direct, mais plus précis : il consiste à déduire l'acceptance du système de détection à partir de mesures de diffusion élastique dont la théorie est bien connue (Appendices A et B). Les résultats de ces mesures sont représentés sur la figure 13.

D-2) La sélection des impulsions.

Le champ qui règne dans l'entrefer des aimants sélectionne les particules de charge positive et d'impulsion moyenne p_p. Le courant qui alimente les bobines des aimants est stabilisé à 2.10^{-4} prés ; une courbe d'étalonnage réalisée par la méthode du fil (30) détermine l'impulsion à partir de la différence de tension lue aux bornes d'une résistance étalon montée en série avec les bobines. La précision de cet étalonnage est de l'ordre de 0,2 %.

Les particules d'impulsions différentes sont dispersées dans le plan radial du premier aimant. La largeur de la bande d'impulsion analysée est fixée par l'ouverture des fentes d'analyse disposées dans le plan π qui contient une image intermédiaire (fig. 12) : indépendamment de leur angle d'émission radial et de leur abscisse radiale, toutes les particules de même impulsion p convergent en un point P du plan π ; d'autre part, la distance radiale $P_o P$ qui sépare deux points de l'image intermédiaire est proportionnelle à l'écart relatif entre les impulsions des particules passant par ces points :

$$P_o P_{cm} = 320 \frac{p_p - p}{p_p} = 320\ \gamma$$

Nous avons fixé $P_o P$ de telle sorte que $\gamma = 1.92\ \%$. Dans ces conditions, le spectromètre analyse une bande d'impulsion de largeur

$$\Delta p = \gamma\, p_p \text{ centrée sur l'impulsion } p_p$$

D-3) Dimensions de la tache image.

Dans son principe, l'aimant à triple focalisation a été conçu pour que l'image obtenue à la sortie reproduise l'objet présent à l'entrée du spectromètre (grandissement égal à + 1). L'objet ayant des dimensions réduites (de 1 à 3 cm de diamètre) il doit en être de même pour l'image : compte tenu de cette propriété, on peut donc envisager de détecter les protons dans des scintillateurs de petite dimension (30). Cette propriété a été vérifiée expérimentalement : l'expérience est en accord avec la théorie lorsque l'acceptance angulaire du spectromètre est très petite ($1\ 10^{-3}$ sterad). Dans nos conditions particulières d'utilisation, la tache image présente des dimensions légèrement supérieures à celles qui sont attendues. C'est pour ces raisons que les compteurs ont été munis de scintillateurs de 12 cm (transverse) par 16 cm (radial). Les dimensions de la tache image étant minimales au foyer image du spectromètre nous nous sommes arrangés pour que celui-ci soit situé entre les deux compteurs de notre télescope.

II - E. La détection des protons de recul.

La perte d'énergie subie par les particules à la traversée d'un scintillateur (NE 102 A) fournit l'énergie nécessaire à l'excitation des électrons atomiques du scintillateur. Lorsque ces électrons retrouvent leur état d'équilibre, ils émettent un certain nombre de photons qui sont détectés par un photomultiplicateur du type 56 AVP.

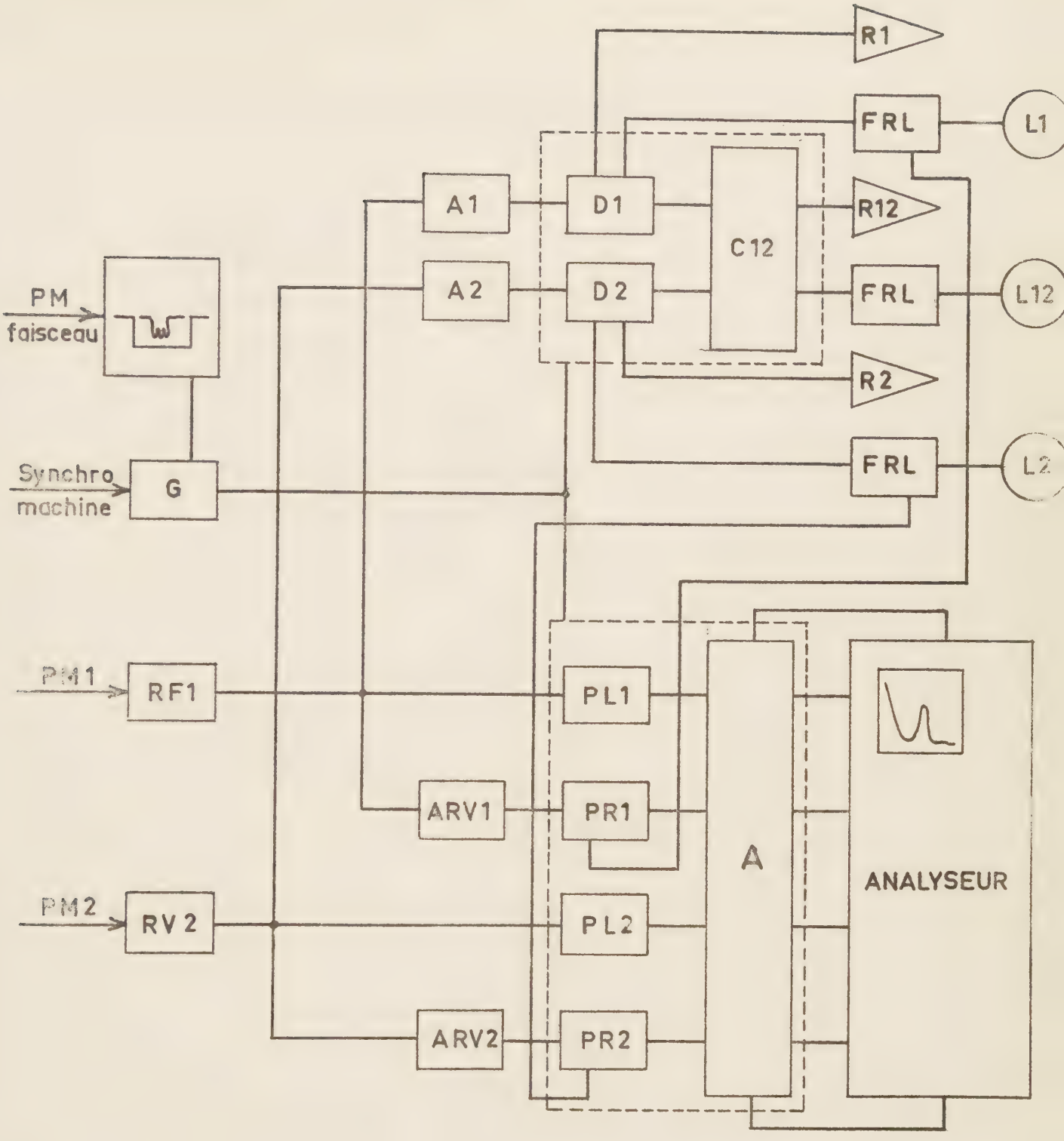
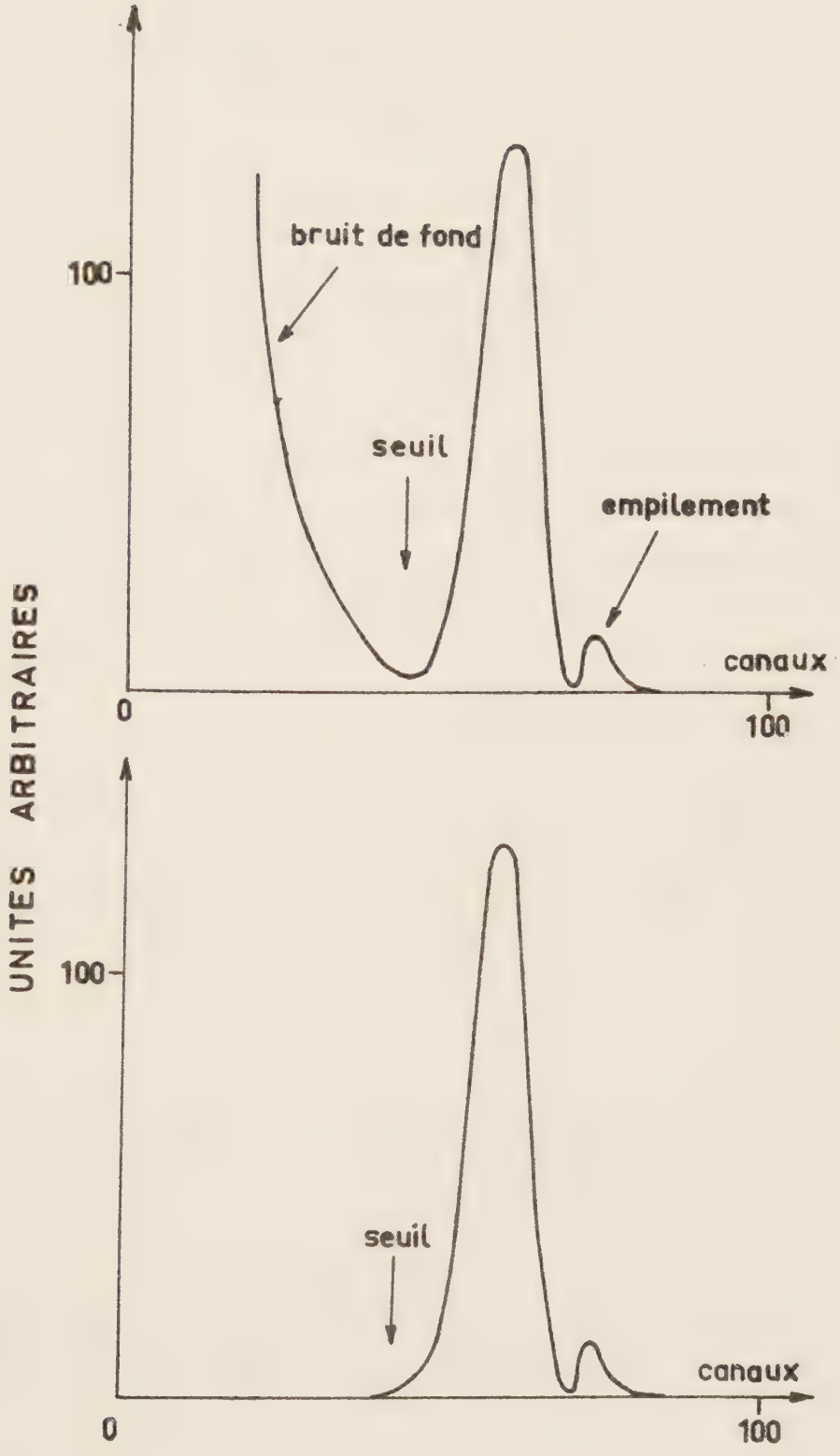


Fig. 14 SCHEMA LOGIQUE DE L'ELECTRONIQUE



SPECTRES D'IMPULSION DES PROTONS DE RECUL

Fig. 15

L'impulsion de courant recueillie sur l'anode du photomultiplicateur est transformée en impulsion de tension dont l'amplitude est proportionnelle à la perte d'énergie subie par la particule à la traversée du scintillateur : les particules de même quantité de mouvement et de même charge, mais de masses différentes peuvent donc être discriminées suivant les pertes d'énergie subies. Dans nos conditions de détection, ce sont donc les protons qui perdent le plus d'énergie à la traversée des scintillateurs.

Pour améliorer la sélectivité du système de détection nous avons disposé deux compteurs sur la trajectoire moyenne des particules à la sortie de l'aimant; en injectant les signaux délivrés par chaque compteur dans un circuit de coincidences nous sélectionnons ainsi les particules ayant traversé le compteur suivant la trajectoire moyenne.

La perte d'énergie subie par un proton étant une fonction de son impulsion et de l'épaisseur du matériau traversé, nous avons utilisé des scintillateurs d'épaisseurs e différentes suivant le domaine d'impulsion analysé. Pour $\theta^* = 90^\circ$, 130°, 180° nous avions $e_1 = 4$ mm et $e_2 = 6$ mm, alors que pour $\theta^* = 70^\circ$, $e_1 = 1$ mm et $e_2 = 2$ mm.

II - F. La sélection et l'enregistrement des informations.

La totalité des informations reçues par le télescope est envoyée en salle de contrôle à travers des câbles coaxiaux de 80 m de long. Les ensembles logiques représentés sur la figure 14

permettent de trier ces renseignements et d'enregistrer ceux qui nous intéressent. Tous ces circuits travaillent en synchronisme avec l'accélérateur ; de la sorte nous éliminons la contribution du rayonnement cosmique et ne détectons que les événements en liaison directe avec l'expérience.

A leur arrivée dans la salle de contrôle, les signaux délivrés par les anodes des deux photomultiplicateurs sont alignés dans le temps à l'aide des retards RF 1, RV 2 et du circuit de coincidences C 12. Ce circuit donne un signal de sortie lorsque les signaux qui lui parviennent sur chaque voie sont séparés de moins de 8 nanosecondes. Une fois cette opération réalisée, chaque voie est divisée en trois branches sur lesquelles elles subissent des traitements logiques différents. La première branche conduit au sélecteur d'amplitudes sur lequel nous visualisons la distribution d'amplitudes des impulsions délivrées par un compteur (fig. 15,a), la deuxième conduit au circuit de coincidences rapides à travers un discriminateur à seuil, la troisième conduit au sélecteur d'amplitudes sur lequel nous visualisons la distribution d'amplitude des impulsions ayant franchi le seuil du discriminateur (fig. 15, b).

Lorsque les seuils sont réglés nous procédons au comptage des protons. Les signaux délivrés par chaque discriminateur sont dénombrés sur des échelles rapides (100 Mégahertz) en même temps que sur des échelles lentes (1 Mégahertz). La même opération est réalisée sur les signaux sélectionnés par le circuit de coincidence C 12.

II - G. Résolution en énergie de photons du système de détection.

Connaissant la résolution angulaire, σ_ϕ, et la résolution en quantité de mouvement, σ_p, nous sommes en mesure de déterminer les résolutions en énergie de photons Δk et en angle dans le centre de masse $\Delta\theta^*$:

$$\Delta k = \sqrt{\sigma_p^2 \left.\frac{dk}{dp}\right|_{\phi_p}^2 + \sigma_\phi^2 \left.\frac{dk}{d\phi}\right|_{p_p}^2} \quad \text{et} \quad \Delta\theta^* = \sqrt{\sigma_p^2 \left.\frac{d\theta^*}{dp}\right|_{\phi_p}^2 + \left.\frac{d\theta^*}{d\phi}\right|_{p_p}^2 \sigma_\phi^2}$$

$\left.\frac{dk}{dp}\right|_{\phi_p}$, $\left.\frac{dk}{d\phi}\right|_{p_p}$, $\left.\frac{d\theta^*}{dp}\right|_{\phi_p}$, $\left.\frac{d\theta^*}{d\phi}\right|_{p_p}$ sont des facteurs cinématiques

La résolution en quantité de mouvement est obtenue en faisant la convolution des différentes distributions de quantité de mouvement engendrées par les dimensions finies d'un certain nombre de paramètres expérimentaux comme l'épaisseur de la cible, la hauteur de la tache de photons et l'acceptance en quantité de mouvement du spectromètre. En effet, la distribution des lieux d'interaction sur l'épaisseur de la cible se traduit par une distribution d'impulsion de largeur à mi hauteur ΔP_c. D'autre part, l'ouverture finie des fentes d'analyse du spectromètre définit une distribution d'impulsion de largeur ΔP_s au centre de la cible (cf III-D-2). Enfin les protons de même

impulsion produits sur une verticale passant par le centre de la cible sont analysés par l'aimant comme s'il s'agissait de protons d'impulsions différentes issus du centre de la cible. Il en résulte une distribution d'impulsion de largeur $\Delta P_t = Mh/D$.

où : D = 320 cm/% est la dispersion du spectromètre

M = 1,09 est le grandissement linéaire du premier aimant

h est la hauteur de la tache de photons exprimée en cm.

La convolution de ces différentes distributions, que nous supposons carrées, donne la résolution en quantité de mouvement σ_p.

$$\sigma_p^2 = \frac{p_p^2}{12} (\Delta P_c^2 + \Delta P_s^2 + \Delta P_T^2) \qquad (2)$$

La résolution angulaire est déterminée par l'acceptance angulaire du spectromètre ($\Delta\theta' = \frac{0,11}{\sin\phi}$ et $\Delta\phi \simeq 0,025$ rd), la divergence du faisceau de photons ($\Delta\phi_\gamma \simeq 0,004$ rd) et l'angle moyen de diffusion multiple des protons sur le parcours cible-spectromètre. Cette dernière contribution étant négligeable, la convolution des distributions carrées de largeur $\Delta\theta'$, $\Delta\phi$, $\Delta\phi_\gamma$ donne la résolution angulaire σ_ϕ :

$$\sigma_\phi^2 = \frac{1}{12} (\Delta\phi^2 + \Delta\theta'^2 + \Delta\phi_\gamma^2) \qquad (3)$$

Les valeurs obtenues pour Δk et $\Delta\theta^*$ sont consignées dans les tableaux V, VI, VII du paragraphe III-E-2.

III - ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES

III-A. Expression de la section efficace expérimentale

III-B. Validité de la méthode de normalisation

III-C. Détermination du nombre de protons P_{H2}^{X}

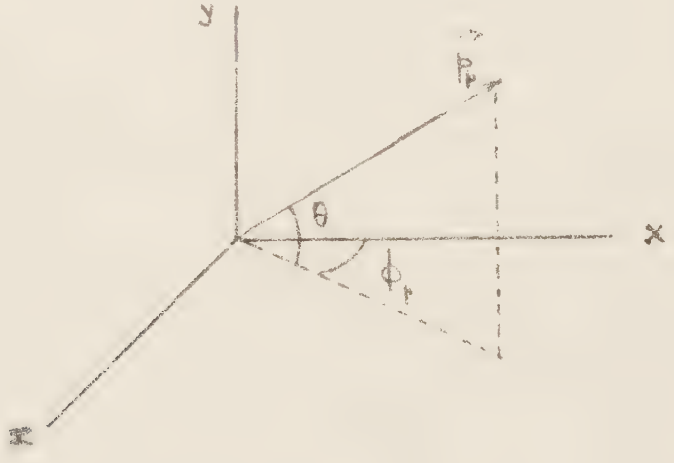
III-D. Corrections apportées aux mesures

III-E. Calcul d'erreurs et résultats expérimentaux

III. ANALYSE DES DONNES EXPERIMENTALES.

III - A. Expression de la section efficace expérimentale.

Dans l'intention de justifier la méthode de normalisation, nous nous proposons à présent de donner une expression plus détaillée de la section efficace expérimentale. A cet effet nous définissons un système de coordonnées dont l'origine se trouve au centre de la cible et dont l'axe des x est dirigé dans la direction du faisceau incident.



Dans ce système de coordonnées, nous définissons les grandeurs suivantes :

- g (k, x, y, z) dk dydz = g(k, x, y, z) dp $\frac{dk}{dp}$ dydz est le flux de photons d'énergie comprise entre k et k + dk traversant l'élément de surface dydz situé en un point x de l'épaisseur de la cible.

- $R(p', \phi', \theta', x ; p_p, \phi_p, \theta_p)\, dp' d\theta' d\phi' dx$ est la probabilité pour qu'un proton d'impulsion p', produit en un point x de la cible et émis sous des angles ϕ', θ', soit détecté par l'appareillage réglé pour sélectionner les protons d'impulsion comprise entre p_p et $p_p + \Delta p$ émis dans des bandes angulaires $\Delta\theta$, $\Delta\phi$ centrées sur θ_p et ϕ_p
- $\frac{d\sigma}{d\Omega}(p', \phi') = \frac{d\sigma}{d\Omega^*}(p', \phi') \quad \frac{d\Omega^*}{d\Omega}(p', \phi')$ est la section efficace différentielle de photoproduction du π° conduisant à des protons de recul (p', ϕ') dans le système du laboratoire.

Si nous négligeons les effets des pertes d'énergie dans la cible, la connaissance de ces quantités permet de calculer le nombre de "protons par photon incident" produit dans l'élément de volume d'interaction au cours du processus de photoproduction :

$$n(p', \phi')\, dx\, dy\, dz\, dp' d\theta' d\phi' dk = \frac{d\sigma}{d\Omega}(p', \phi') R(p', \phi', \theta', x ; p_p, \phi_p, \theta_p)\, g(k, x, y, z)\, dk\, dp' d\theta' d\phi' dx\, dy\, dz \quad (1)$$

Pour obtenir le nombre de protons $P^X_{H2}(p_p, \phi_p)$ éjectés de la cible d'hydrogène sous l'action des photons produits dans le radiateur d'épaisseur X, il suffit d'intégrer cette expression sur le volume d'interaction V de la cible et l'acceptance du système de détection.

$$P^X_{H2}(p_p, \phi_p) = \int_V dx dy dz \int_{\Delta p} dp' \int_{\Delta\Omega} n(p', \phi')\, d\theta' d\phi' dk \quad (2)$$

Le calcul rigoureux de cette intégrale est relativement compliqué.
En fait nous nous sommes arrangés pour que les différents intervalles d'intégration soient suffisamment petits pour que $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et g puissent être considérés comme constants à l'intérieur de ces intervalles. En effet : L'acceptance transverse est petite ($\Delta\phi \simeq 0.025$ rd) et la section efficace est indépendante de l'angle θ. D'autre part la résolution en énergie

de photons calculée en (II - G) dépasse rarement 2 % ; il est donc légitime de supposer que $\frac{d\sigma}{d\Omega}(p', \phi')$ ne varie pas beaucoup sur les intervalles Δp, $\Delta \phi$ définis par notre système expérimental.

- Nous avons utilisé des cibles minces. Nous pouvons donc négliger la dégradation du faisceau de photons par création de paires e^+, e^- dans l'épaisseur de la cible. (Dans le cas le plus défavorable nous perdions ainsi moins de 0,2 % des photons produits dans le radiateur.)

- Nous avons supposé que l'hydrogène de la cible était pur et homogène.

- En enregistrant les taux de comptage obtenus en déplaçant le faisceau de photons de part et d'autre du centre de la cible nous nous sommes assurés que l'acceptance du système de détection était indépendante de la position du volume d'interaction à l'intérieur d'un carré de 1 cm de côté centré sur l'axe idéal suivi par le faisceau. En effectuant ce test en cible vide nous sommes sûrs que la probabilité d'interaction n'est pas affectée par le changement de position du faisceau.

Dans ces conditions nous pouvons effectuer les intégrations sur les angles et le volume d'interaction en prenant des valeurs moyennes pour $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et $g(k, x, y, z)$.

$$P^X_{H2}(p_p, \phi_p) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(p_p, \phi_p)\, n(k)dk \int_{\Delta p} \Omega(u, p_p)dp'. \qquad (3)$$

- La fonction d'acceptance $\Omega(u, p_p)$ ne dépend plus que de l'impulsion moyenne détectée, p_p, et de l'écart relatif entre l'impulsion p' et l'impulsion moyenne p_p. Nous avons posé

$$u = \frac{p' - p_p}{p_p} \quad .$$

- L'épaisseur de la cible et l'acceptance angulaire $\Delta\theta\ \Delta\phi = \Delta\Omega$ sont contenus implicitement dans $\Omega(u, p')$. Comme nous avons associé une mesure de normalisation à chaque valeur de l'impulsion détectée en photoproduction, une expression plus explicite est superflue. Une telle association n'a pas toujours été réalisée à $\theta^* \neq 180^\circ$; cependant nous nous sommes toujours arrangés pour qu'un point de photoproduction soit encadré par deux mesures de normalisation effectuées à des impulsions différentes et à des angles voisins.

En explicitant les fonctions présentes dans l'expression (3) nous obtenons :

$$P^X_{H2}(p_p, \phi_p) = \frac{d\sigma}{d\Omega^*}(p_p, \phi_p)\, N_e\, \frac{X}{X_o}\, kF(k, E_o) \frac{dk}{dp}\, \frac{d\Omega^*}{d\Omega}\, \frac{p}{k}\, \gamma \int_{\Delta p} \Omega(u, p')dp' \qquad (4)$$

en comparant cette expression à celle qui a été donnée en (I-C) nous obtenons :

$$N_a \Delta\Omega = \int_{\Delta p} \Omega(u, p')dp' = F(p_p) \qquad (5)$$

Ces considérations montrent que nous n'avons pas besoin de connaître la forme particulière de $\Omega(u, p')$, mais l'intégrale de cette fonction sur l'acceptance en quantité de mouvement du spectromètre. Ce résultat est obtenu à partir des mesures de diffusion élastique électron proton avec les réserves que nous allons examiner.

III - B. Validité de la méthode de normalisation.

Il est évident que la méthode de normalisation proposée n'a de sens que si la fonction d'acceptance $R(p', \theta', \phi', x; p_p, \theta_p, \phi_p)\, dp'd\theta'd\phi'dx$ est identique en diffusion élastique et en photoproduction. Pour réaliser cette identité nous analysons les 2 processus dans les mêmes conditions de détection :

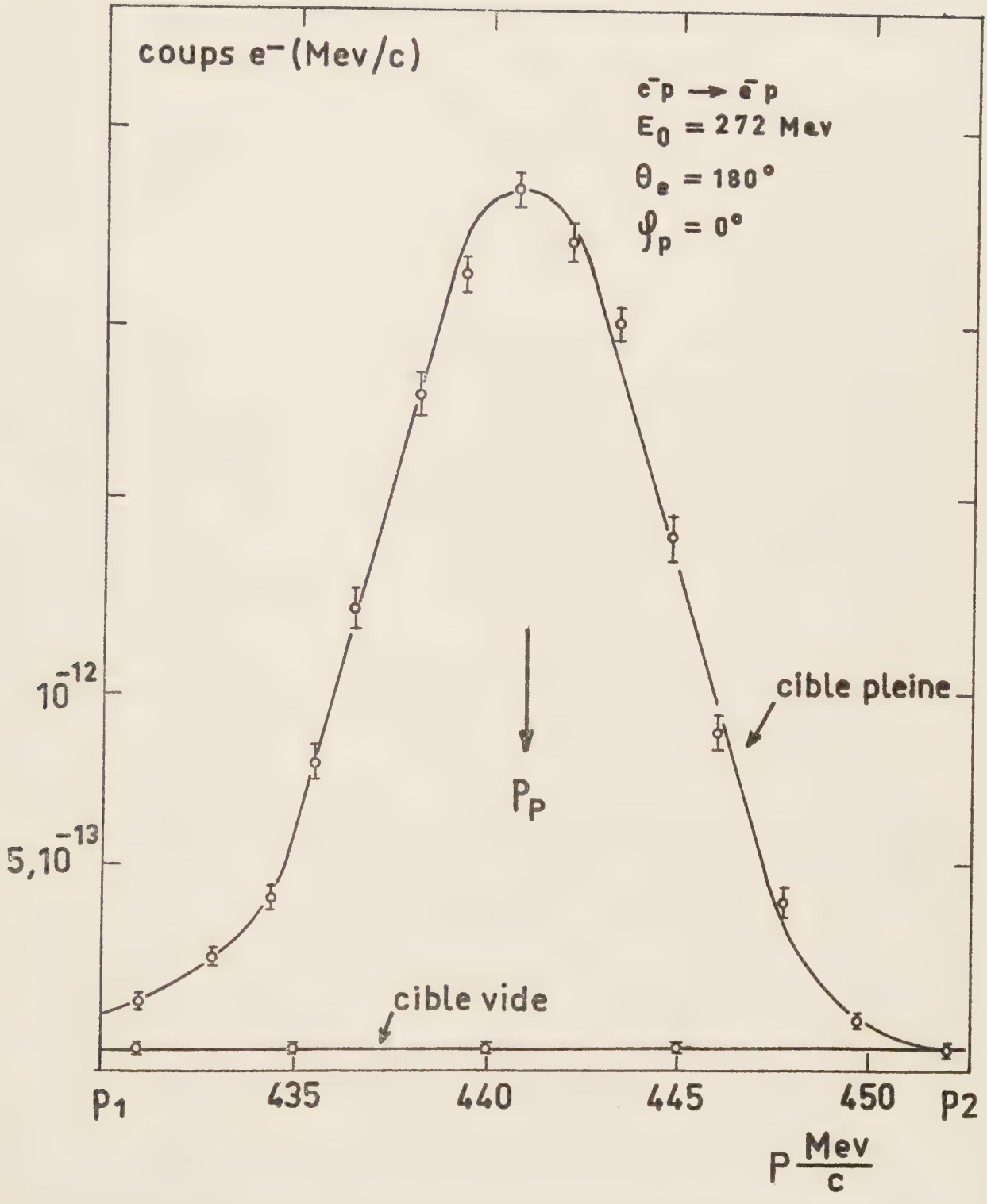
- Le vecteur quantité de mouvement du proton de recul est le même dans les 2 processus
- Les mesures de diffusion élastique et de photoproduction se suivent dans le temps. Le seul paramètre pouvant changer d'une réaction à l'autre est l'énergie des particules incidentes.

  En effet, si E_e est l'énergie des électrons incidents en diffusion élastique :

$$E_e = k - \frac{m_\pi^2}{2(p_p \cos\phi_p - T_p)}$$

Dans ces conditions il subsiste un certain nombre de différences qui tiennent essentiellement à la nature des processus étudiés :

- Au niveau de la cible il existe une différence entre les sections des faisceaux de photons et d'électrons (cf. II-B) : il en résulte une différence dans les volumes d'interaction propres à chaque réaction. En enregistrant les taux de comptage pour différentes positions du faisceau d'électrons de part et d'autre du centre de la cible (fig. 4, test de la croix) nous nous sommes assurés que la fonction d'acceptance en électrons était indépendante de la position du volume d'interaction à l'intérieur d'un carré de 2 cm. de côté centré sur l'axe du faisceau. En effectuant ce test avec le faisceau de photons nous avons obtenu le même résultat, dans un carré de 1 cm de côté.



DISTRIBUTION D'IMPULSION DES PROTONS DE RECUL

Fig. 16

Ces tests ont été effectués en cible vide où les distributions d'impulsion des protons de recul sont plates.

- A la traversée de la cible, les électrons perdent plus d'énergie que les photons. Ce phénomène peut modifier l'équilibre thermique de l'hydrogène liquide. Compte tenu de la faible intensité du faisceau d'électrons (0,05 μA) nous avons négligé cet effet.

Expérimentalement, la mesure de la diffusion élastique d'électrons d'énergie E_e sur de l'hydrogène se traduit par l'observation à un angle ϕ_p de la distribution d'impulsion des protons de recul. Du fait des phénomènes radiatifs, cette distribution présente l'aspect d'un pic asymétrique centré sur l'impulsion p_p définie par E_e et ϕ_p (fig. 16). La section efficace expérimentale s'obtient alors par l'intégration de cette distribution entre les impulsions p_1 et p_2.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\ \exp\ (E_e, \phi_p) = \int_{p_1}^{p_2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}\ (E_e, p_p, p)dp = \frac{d\sigma}{d\Omega}\Big|_R\ (p_p, E_e)\ f(p_p, p_p - \Delta p_1) \qquad (1)$$

- $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}(E_e, p_p, p)$ est la probabilité pour qu'un électron d'énergie E_e induise par "diffusion élastique" un proton de recul d'impulsion p_p dans dpdΩ.
- $\frac{d\sigma}{d\Omega}\Big|_R (p_p, E_e)$ est la section efficace de Rosenbluth (Appendice A)
- $f\ (p_p, p_p - \Delta p_1)$ est un facteur de correction qui tient compte des effets radiatifs. (Appendice B)
- $\Delta p_1 = p_p - p_1$

Dans ces conditions la mesure de normalisation ne peut être faite en une seule fois par la méthode dite "du plateau" (33). Nous avons vu en (III, A)

que nous n'avions pas besoin de connaître la variation de $\Omega(u, p')$ avec u, mais qu'il suffisait de connaître l'intégrale de cette fonction sur la bande d'impulsion acceptée. Ce résultat peut être obtenu lorsque l'on balaye le pic élastique selon la technique dite des fentes fines. (cf. appendices A et B)

III - C. Détermination du nombre de protons P^X_{H2}

Parmi les protons analysés par le spectromètre et détectés dans le télescope nous trouvons des contributions induites au cours de différentes réactions que nous nous proposons d'étudier suivant la nature du faisceau qui les provoque. (cf. I-B)

C-1) Inventaire des différentes contributions.

1-a) Contribution des photons produits dans le radiateur X.

Les photons créés dans le radiateur d'épaisseur X placé devant l'aimant balai (ou près de la cible) sont à l'origine des contributions P^X_{H2} , P^{inox}_{H2} dues à la photoproduction du π^o sur l'hydrogène, et sur les murs de la cible, C^X_{H2} , C^{inox}_{H2} dues à la diffusion Compton sur l'hydrogène et sur les murs de la cible.

1-b) Contribution des photons produits dans le radiateur X'

Ce radiateur supplémentaire est constitué la plupart du temps par le mesureur de courant disposé en tête du montage expérimental ($0,023\ 10^{-2}$ longueurs de radiation (L. R.)). Lorsque les

électrons parviennent jusqu'à la cible il faut lui ajouter la fenêtre d'entrée de la cible ($0,072\ 10^{-2}$ L. R.) et la cible qui intervient pour la moitié de son épaisseur ($0,123\ 10^{-2}$ L. R.). Dans ces conditions $X' \simeq 0,023\ 10^{-2}$ L. R. avec l'aimant purificateur et $X' \simeq 0,218\ 10^{-2}$ L. R. sans aimant purificateur. Ce radiateur est à l'origine des contributions $P^{X'}_{H2}$, $P^{X'}_{inox}$, $C^{X'}_{H2}$, $C^{X'}_{inox}$.

1-c) Contribution des électrons.

Lorsque les électrons parviennent jusqu'à la cible à hydrogène liquide, nous avons les contributions : E^{e-}_{H2}, E^{e-}_{inox} dues à l'électroproduction du π^o sur l'hydrogène et sur les murs de la cible, R^{e-}_{H2}, R^{e-}_{inox} dues à la diffusion inélastique d'électrons sur l'hydrogène et les murs de la cible.

1-d) Mesures réalisées.

Pour isoler toutes ces contributions nous avons mesuré les nombres de protons $N_{1,2,3,4}$ produits au cours de 4combinaisons différentes du radiateur X et de la cible.

-radiateur X et cible pleine :

$$N_1 = N^{X+X'+e-}_{H2+inox} = P^{X}_{H2} + P^{X}_{inox} + P^{X'}_{H2} + P^{X'}_{inox} + C^{X}_{H2} + C^{X}_{inox} + C^{X'}_{inox} + C^{X'}_{H2} \qquad (1)$$

$$+ f\,(E^{e-}_{H2} + E^{e-}_{inox}) + g\,(R^{e-}_{H2} + R^{e-}_{inox})$$

-radiateur X et cible vide :

$$N_2 = N^{X+X'+e-}_{inox} = P^{X}_{inox} + P^{X'-\epsilon}_{inox} + C^{X}_{inox} + C^{X'-\epsilon}_{inox} + fE^{e-}_{inox} + gR^{e-}_{inox} \qquad (2)$$

- cible pleine :

$$N_3 = N^{X'+e-}_{H2+inox} = E^{e-}_{H2} + E^{e-}_{inox} + R^{e-}_{H2} + R^{e-}_{inox} + P^{X'}_{H2} + P^{X'}_{inox} + C^{X'}_{H2} + C^{X'}_{inox} \qquad (3)$$

- cible vide :

$$N_4 = N_{inox}^{X'+e} = E_{inox}^{e-} + R_{inox}^{e-} + P_{inox}^{X'-\mathcal{E}} + C_{inox}^{X'-\mathcal{E}} \qquad (4)$$

Dans ces expressions les facteurs f et g tiennent compte de l'étalement du spectre d'énergie des électrons incidents à la traversée du radiateur X, $\mathcal{E}$ représente la demi épaisseur de la cible d'hydrogène, exprimée en longueur de radiation.

Par soustraction de ces taux de comptage nous obtenons :

$$N_{12} = N_{H2+inox}^{X+X'+e-} - N_{inox}^{X+X'+e} = P_{H2}^{X} + P_{H2}^{X'} + C_{H2}^{X} + C_{H2}^{X'} + fE_{H2}^{e-} + gR_{H2}^{e-} + P_{inox}^{\mathcal{E}} + C_{inox}^{\mathcal{E}} \qquad (5)$$

$$N_{34} = N_{H2+inox}^{X'+e-} - N_{inox}^{X'+e} = E_{H2}^{e-} + R_{H2}^{e-} + P_{H2}^{X'} + C_{H2}^{X'} + P_{inox}^{\mathcal{E}} + C_{inox}^{\mathcal{E}} \qquad (6)$$

finalement :

$$N = N_{12} - N_{34} = P_{H2}^{X} + C_{H2}^{X} + (f-1)\, E_{H2}^{e-} + (g-1)\, R_{H2}^{e-} \qquad (7)$$

Donc, lorsque les électrons parviennent jusqu'à la cible, le nombre de protons dus à la photoproduction du π° sur l'hydrogène est obtenu en écrivant :

$$P_{H2}^{X} = N_{12} - N_{34} - (C_{H2}^{X} + (f-1)\, E_{H2}^{e-} + (g-1) R_{H2}^{e-}) \qquad (8)$$

$$E_{H2}^{e-} = N_{34} - (R_{H2}^{e-} + P_{H2}^{X'} + C_{H2}^{X'} + P_{inox}^{\mathcal{E}} + C_{inox}^{\mathcal{E}}) \qquad (9)$$

N_{12} et N_{34} sont des taux de comptage mesurés. Toutes les autres contributions doivent être calculées.

Lorsque les électrons sont écartés de la cible, un grand nombre de réactions parasites sont éliminées. En effet :

$$P^{X}_{H2} = N_{12} - N_{34} - C^{X}_{H2} \qquad (10)$$

ou encore, si l'on suppose que les radiateurs X et X' se comportent comme un seul radiateur d'épaisseur X + X' : ($X' \ll X$)

$$P^{X+X'}_{H2} = N_{12} - C^{X+X'}_{H2} \qquad (11)$$

Dans un souci de clarté nous n'avons pas parlé des contributions apportées par les protons fantômes et la double photoproduction. Les conditions cinématiques retenues se situaient toujours en dessous du seuil de la double photoproduction (fig. 7 et 8). Des mesures effectuées à des impulsions de protons correspondant à $k > E_o$ Max nous ont prouvé l'absence de protons fantômes.

C-2) Détermination des différentes contributions parasites ($\theta^* = 180^\circ$)

2-a) Electroproduction.

D'après la formule (9) nous voyons que la connaissance de E^{e-}_{H2} nécessite la détermination précise de R^{e-}_{H2}, $P^{X'}_{H2}$, $C^{X'}_{H2}$, $P^{\mathcal{E}}_{inox}$, $C^{\mathcal{E}}_{inox}$. La plupart de ces contributions sont petites par rapport à E^{e-}_{H2}, et à fortiori par rapport à P^{X}_{H2}.

α) Photoproduction et effet Compton dus au radiateur X'

Nous avons déduit cette contribution de la relation (7)

en négligeant les contributions de l'électroproduction et de la diffusion radiative :

$$C_{H2}^{X'} + P_{H2}^{X'} = \frac{X'}{X}\,(C_{H2}^{X} + P_{H2}^{X}) = \frac{X'}{X}\,(N_{12} - N_{34})$$

Comme $\frac{X'}{X} \simeq 0,08$ et $f-1 \simeq 0,08$, nous introduisons ainsi une erreur de 0,6 % sur la contribution $E_{H2}^{e-} + R_{H2}^{e-}$ et de 0,3 % sur P_{H2}^{X}.

β) Photoproduction et effet Compton $P_{inox}^{\varepsilon} + C_{inox}^{\varepsilon}$.

Il s'agit de la contribution induite par les photons produits par le faisceau d'électrons à la traversée de l'hydrogène. Lorsque ces photons parviennent sur la fenêtre de sortie de la cible, ils peuvent en arracher des protons susceptibles d'être détectés. Cette contribution peut être évaluée à partir des mesures de "cible vide" effectuées avec l'aimant balai. Compte tenu de l'épaisseur moyenne de la cible ($0.12\ 10^{-2}$ LR) nous négligeons cette contribution devant celle des autres processus.

γ) Diffusion radiative R_{H2}^{e-}.

Pour isoler complètement la contribution de l'électroproduction il nous faut encore calculer la contribution R_{H2}^{e-} obtenue par diffusion inélastique des électrons d'énergie E_o sur les protons de la cible d'hydrogène. En d'autres termes, il s'agit de calculer la queue radiative du pic élastique centré sur p_o, tel que :

$$E_o = \frac{MT_o}{p_o - T_o}$$

où p_o, T_o sont l'impulsion et l'énergie cinétique du proton de recul de masse M, émis à 0^o par diffusion élastique d'électrons d'énergie E_o. La contribution R_{H2}^{e-} que nous mesurons dans N_{34} se situe en moyenne à 100 MeV/c au dessous de l'impulsion centrale du pic, p_o. Sur la figure 45

nous avons représenté la variation de $E^{e-}_{H2} + R^{e-}_{H2}$ avec l'impulsion du proton de recul, lorsque E_o et ϕ_p sont fixés. Pour mettre une limite supérieure sur la contribution de R^{e-}_{H2}, nous avons effectué des mesures dans la zone plate située entre le seuil d'électroproduction et le seuil du pic élastique. Le tableau ci-dessous compare les taux de comptage relevés à cette occasion avec ceux que nous avions pendant la mesure de photoproduction :

TABLEAU IV

E_o MeV	k MeV	p_p MeV/c	N_1 coups	N_2 coups	N_3 coups	N_4 coups	N_{12} coups	N_{34} coups	N coups	Réaction
259	221.4	321.2	840	627	135	45	213	90	123	$e^-p \to e^-p\pi^o$ et $\gamma p \to \pi^o p$
		402.3	578	492	93	45	86	48	38	$ep \to ep\gamma$
283	236.9	347.6	1074	750	182	57	324	125	200	$e^-p \to e^-p\pi^o$ et $\gamma p \to \pi^o p$
		432	632	574	88	50	58	33	25	$ep \to ep\gamma$
306	258.4	382.5	1420	967	269	79	453	190	273	$e^-p \to e^-p\pi^o$ et $\gamma p \to \pi^o p$
		468	706	590	92	53	116	39	77	$ep \to ep\gamma$

A basse énergie, la contribution de R^{e-}_{H2} peut donc représenter une partie non négligeable des coups enregistrés dans N_{34}. La détermination de E^{e-}_{H2} nécessite donc un calcul précis de R^{e-}_{H2}. Cependant cette précision n'est pas nécessaire dans la mesure où l'on ne s'intéresse qu'aux taux de comptage de photoproduction

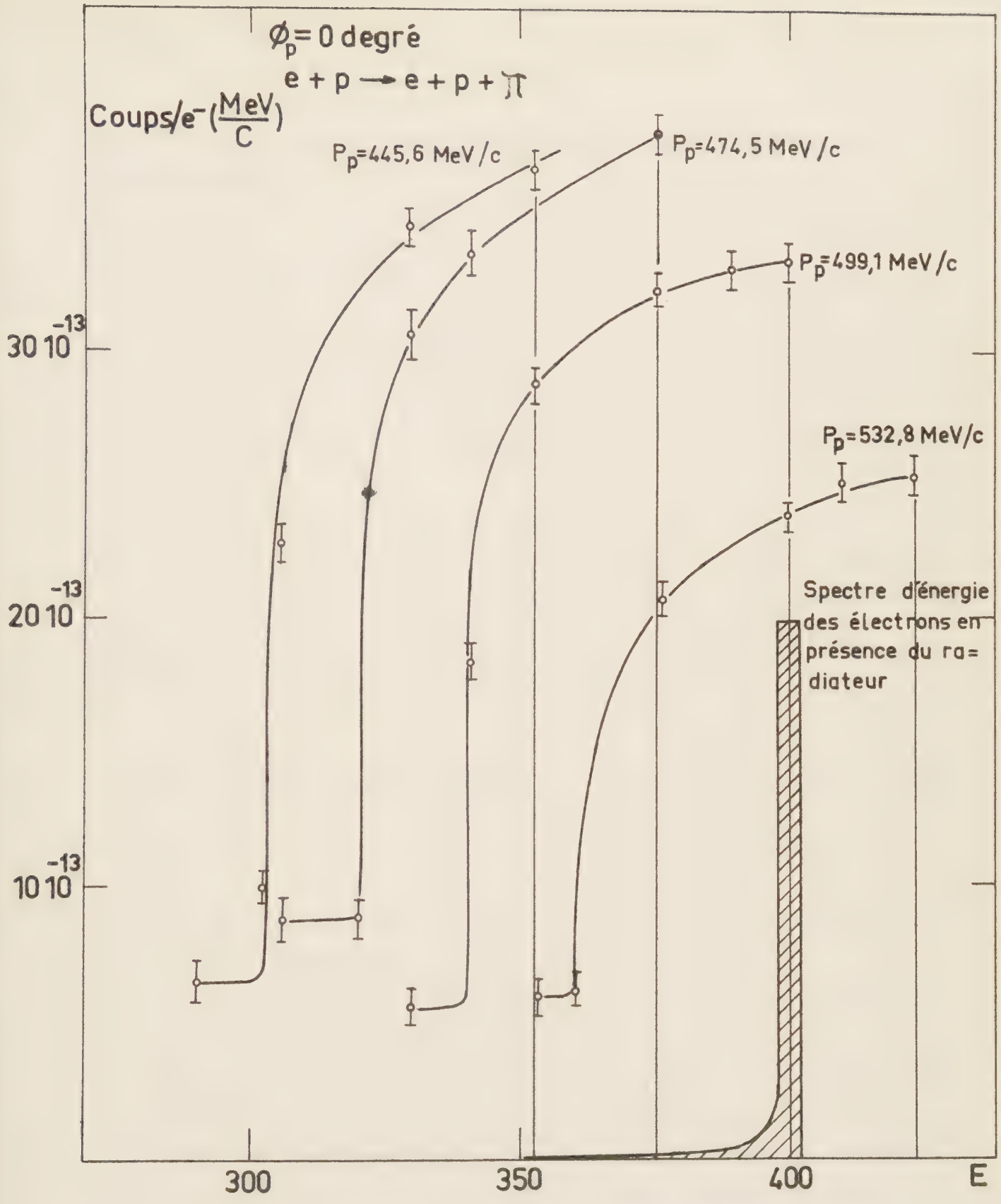
P^{X}_{H2} dans lesquels la diffusion radiative n'intervient que sous la forme d'une correction due à la présence du radiateur. Un essai de calcul théorique de la contribution R^{e-}_{H2} est exposé dans l'appendice C.

δ) Conclusion.

Les paragraphes précédents montrent la difficulté d'un calcul précis de la contribution E^{e-}_{H2}. En effet, même si les approximations faites dans l'évaluation de $P^{X'}_{H2'}$, $C^{X'}_{H2'}$, $P^{\mathcal{E}}_{inox'}$, $C^{\mathcal{E}}_{inox}$ sont justifiées, il faut avouer que le calcul de R^{e-}_{H2} basé sur la seule contribution du bremsstrahlung à grand angle reste affecté d'une grande incertitude. Ce problème peut être partiellement résolu en normalisant les queues radiatives calculées sur celles que nous avons mesurées : l'extrapolation de ces queues jusqu'à l'impulsion p_p n'en reste pas moins douteuse et ne remplace pas un calcul théorique des effets inélastiques contenus dans R^{e-}_{H2}. Toutefois cette incertitude n'affecte guère nos résultats de photoproduction puisque E^{e-}_{H2} et R^{e-}_{H2} n'interviennent dans (8) que sous la forme d'une correction que nous nous proposons de calculer.

2-b) L'effet Compton.

Dans l'ensemble, les sections efficaces pour l'effet Compton sont assez mal connues dans le domaine d'énergie que nous avons exploré. Jusqu'à présent, aucun expérimentateur n'a corrigé ses résultats de photoproduction en tenant compte de l'effet Compton. Cette contribution étant petite ($\simeq$ 1 %) nous l'avons également négligée.



COURBE D'EXCITATION DE LA REACTION D'ELECTROPRODUCTION

Fig. 17

C-3. Correction apportée à la soustraction de l'électroproduction et de la diffusion radiative.

Nous avons vu ci-dessus (III-C-2) que la contribution induite par les électrons sur la cible était affectée par la présence ou l'absence du radiateur. En effet, en l'absence du radiateur X, les électrons incidents ont une énergie E_o bien déterminée. Soit $N(p_p, E_o)$ le taux de comptage par electron incident dû à l'électroproduction et à la diffusion radiative, relevé lorsque le spectromètre sélectionne les protons d'impulsion p_p à un angle ϕ_p. D'après (6) : $N(p_p, E_o) \# N_{34} - (P^{X'}_{H2} + C^{X'}_{H2})$

Lorsque les électrons traversent le radiateur X, leur énergie est dégradée par le bremsstrahlung : soit $W(E_o, E)dE$ la probabilité (28) pour qu'un électron d'énergie E_o sorte du radiateur avec une énergie comprise entre E et E + dE. Dans ces conditions nous observons une contribution d'électroproduction et de diffusion radiative donnée par :

$$n(p_p) = \int_{E_s}^{E_o} W(E_o, E)\, E^{e^-}_{H2}(p_p, E)\, dE + \int_{E_e}^{E_o} W(E_o, E) R^{e^-}_{H2}(p_p, E) dE \qquad (12)$$

E_s # k est l'énergie minimum des électrons pouvant produire des protons (p_p, ϕ_p) par électroproduction.

E_e est l'énergie des électrons pouvant produire des protons (p_p, ϕ_p) par diffusion élastique e-p.

$E^{e^-}_{H2}(p_p, E)$ est la contribution des électrons d'énergie E produisant des protons (p_p, ϕ_p) par électroproduction

$R^{e^-}_{H2}(p_p, E)$ est la contribution des électrons d'énergie E produisant des protons (p_p, ϕ_p) par diffusion élastique et radiative.

Pour déterminer $n(p_p)$ nous avons mesuré la variation de N_{34} avec E lorsque le spectromètre sélectionne les protons (p_p, ϕ_p). En déterminant $P^{X'}_{H2} + C^{X'}_{H2}$ comme nous l'avons vu précédemment, nous obtenons alors $N(p_p, E)$. Sur la figure 17 nous avons représenté la variation de N_{34} avec l'énergie des électrons incidents pour différentes impulsions du proton détecté à 0 degré.

En introduisant dans (12) les taux de comptage ainsi mesurés, on obtient :

$$n(p_p) = \int_{E_s}^{E_o} W(E_o, E)\, N(p_p, E)\, dE + \int_{E_e}^{E_s} W(E_o, E)\, R^{e^-}_{H2}(p_p, E) dE \qquad (13)$$

Dans cette expression :

$$N(p_p, E) = N_{34} - (P^{X'}_{H2} + C^{X'}_{H2}) \quad \text{si} \quad E_s \lesssim E \lesssim E_o$$

$$R^{e^-}_{H2}(p_p, E_o) = N_{34} - C^{X'}_{H2} \neq N_{34} \quad \text{si} \quad E_e \lesssim E \lesssim E_s$$

Sachant que le spectre d'énergie représenté par $W(E_o, E)dE$ est très prononcé et centré sur $E = E_o$ et que $N(p_p, E)$ ne présente pas de variation rapide dans l'intervalle d'énergie considéré, nous avons résolu la première intégrale de (13) en prenant une valeur moyenne pour $N(p_p, E)$. Pour résoudre la deuxième intégrale de (13) nous avons tenu compte du fait que sa contribution était petite et que $W(E_o, E)dE$ ne variait pas sur l'intervalle (E_e, E_s). Dans ces conditions :

$$n(p_p) = N_e(E_o, E_s)\, N(p_p, E_o) + N_e(E_s, E_e)\, RR^{e^-}_{H2} \qquad (14)$$

$$\text{et } f = \frac{n(p_p)}{N(p_p, E_o)} = N_e(E_o, E_s) + N_e(E_s, E_e) \frac{RR^{e^-}_{H2}}{N(p_p, E_o)} \simeq 0.925 \qquad (15)$$

Dans ces expressions $N_e(E_o, E_s)$($N_e(E_s, E_e)$), représente la probabilité pour qu'un électron d'énergie E_o quitte le radiateur avec une énergie comprise entre E_o et E_s (E_s et E_e). RR^{e-}_{H2} représente la contribution des protons obtenus par la diffusion élastique des électrons d'énergie comprise entre E_s et E_e. Comme $N_e(E_s, E_e) \simeq 0,02$ et que $RR^{e-}_{H2} / N(p_p, E_o) \simeq 0,53$ dans le cas le plus défavorable, nous commettons une erreur de l'ordre de 1 % en négligeant ce terme dans (15). Dans ces conditions :

$$P^X_{H2} = N_{12} - N_{34} - C^X_{H2} + (f-1)(N_{34} - P^{X'}_{H2} - C^{X'}_{H2}) \qquad (16)$$

Comme le taux de comptage attribué à $E^{e-}_{H2} + R^{e-}_{H2} = N_{34} - P^{X'}_{H2} - C^{X'}_{H2}$ représente en moyenne 60 % du taux de comptage P^X_{H2}, la correction introduite par le facteur f sur P^X_{H2} sera en moyenne de 4,5 %. L'erreur sur la correction est donc négligeable. Notons également que le facteur f corrige simultanément les taux de comptage d'électroproduction et de diffusion radiative (f = g dans l'expression (8)).

III-D. Corrections apportées aux mesures.

Du fait des imperfections de notre appareillage expérimental, les valeurs des grandeurs mesurées diffèrent quelque peu de leurs valeurs réelles. Dans la plupart des cas, ces imperfections peuvent être limitées mais non éliminées : l'appareillage utilisé résulte en général d'un compromis entre plusieurs imperfections.

Dans ce qui suit nous nous proposons d'analyser en détail les différents phénomènes qui sont à l'origine de ces imperfections. Leur connaissance nous permettra d'en tenir compte dans la détermination des valeurs réelles des grandeurs mesurées.

D-1) Corrections de pertes d'énergie.

Le spectromètre sélectionne les protons d'impulsion p_p. Avant de parvenir dans la chambre à vide du spectromètre ces protons ont perdu de l'énergie dans les différentes fenêtres énumérées dans le tableau III du paragraphe II-C. En nous basant sur les pertes d'énergie différentielles dE/dx données par Sternheimer (34) nous avons calculé l'impulsion p' des protons à la sortie de l'hydrogène de la cible :

$$p' = p_p - (\Delta p_{inox} + \Delta p_{mylar} + \Delta p_{air} + \Delta p_{kapton})$$

Les Δp présents dans cette expression se rapportent aux pertes d'impulsion subies par les protons à la traversée des fenêtres citées à $\theta^* \neq 180^\circ$.

Pour calculer l'impulsion du proton sur le lieu d'interaction nous définissons $S_2(p'', p', x)dp''$: c'est la probabilité pour qu'un proton d'impulsion p' à la sortie de la cible corresponde à un proton d'impulsion p'' dans dp'' en un point x de la cible.

$$S_2(p'', p', x)dp'' = \theta(p''-p_1)\,\theta(p''-p_2) \neq 0 \quad \text{si } p_1 \leq p'' \leq p_2$$

$$\int_{p_1}^{p_2} S_2(p'', p', x)dp'' = 1 \quad \text{avec } p_1 = p' \quad \text{et } p_2 = p' - t\frac{\partial p'}{\partial x}$$

t est l'épaisseur de la cible d'hydrogène, $\partial p'/\partial x$ est la perte d'impulsion différentielle (34) à (37).

En introduisant cette distribution dans l'expression du taux de comptage donnée en III-A :

$$P^X_{H2}(p_p, \phi_p) = \frac{N_e X}{X_o} \int_{p_1}^{p_2} S_2(p'', p', x)\frac{d\sigma}{d\Omega^*}(p'', \phi_p)\frac{p''}{k''}\frac{dk''}{dp''}\frac{d\Omega^{*''}}{d\Omega''}k''F(k'', E_o)N_a\Delta\Omega\gamma'(p')dp'.$$

Toutes les fonctions présentes sous l'intégrale dépendent de p". En général $(p_1-p_2)/p$ est inférieur à 7 % (fig. 18). Dans ces conditions les fonctions ne présentent que des variations faibles sur l'intervalle p_1, p_2 et l'intégration s'effectue en prenant des valeurs moyennes .
Sachant que :

$$p = p' - \frac{1}{t}\int_0^t dx \int_0^x \frac{\partial p}{\partial x'}\, dx'$$

nous obtenons :

$$P^{X}_{H2}(p_p, \phi_p) = \frac{d\sigma}{d\Omega^*}(p, \phi)\, \frac{p}{k}\, \frac{dk}{dp}\, \frac{d\Omega^*}{d\Omega}\, \frac{X}{X_o}\, k F(k, E_o)\, \gamma' N_e N_a \Delta\Omega$$

Le cas de la dispersion $\chi'(p)$ sera envisagé dans la paragraphe ci-dessous.

D-2) Correction apportée à la dispersion.

a) Calcul de la correction

Soit un faisceau de particules d'énergie cinétique comprise entre T_o et $T_o + \Delta T_o$. Après avoir traversé une fenêtre mince d'épaisseur x , l'énergie cinétique des particules est comprise entre T_1 et $T_1 + \Delta T_1$. Comme toutes les particules traversent la fenêtre, nous pouvons écrire :

$$x = \int_{T_o}^{T_1} \frac{dx_1}{dT}\, dT = \int_{T_o + \Delta T_o}^{T_1 + \Delta T_1} \frac{dx_1}{dT}\, dT \qquad (1)$$

La fenêtre étant mince : $\Delta T_o \frac{dx_1}{dT_o} = \Delta T_1 \frac{dx_1}{dT_1}$ (2)

c'est à dire :

$$\boxed{\frac{\Delta P_o}{P_o} = \frac{\Delta P_1}{P_1}\ \frac{\beta_1 P_1}{\beta_o P_o}\ \frac{dE_o/dx_1}{dE_1/dx_1}} \qquad (3)$$

$\frac{dE_o}{dx_1} = \frac{dE}{dx}(E_o, x_1)$ est la perte d'énergie différentielle d'une particule d'énergie E_o traversant une fenêtre mince d'épaisseur x_1

$P_o, P_1, \beta_o, \beta_1$ sont les impulsions et les vitesses (en unités c) des particules avant et après la traversée de la fenêtre x_1

La formule (3) se généralise facilement au cas de n fenêtres minces :

$$\frac{\Delta P_o}{P_o} = \frac{\Delta P_n}{P_n}\ \frac{P_n \beta_n}{P_o \beta_o}\ \frac{\frac{dE_{n-1}}{dx_n} \cdots \frac{dE_o}{dx_1}}{\frac{dE_n}{dx_n} \cdots \frac{dE_1}{dx_1}} \qquad (4)$$

et au cas d'une fenêtre épaisse $(x_1 = x_2 = \ldots\ldots x_n)$ divisée en n tranches

$$\frac{\Delta P_o}{P_o} = \frac{\Delta P_n}{P_n}\ \frac{P_n \beta_n}{P_o \beta_o}\ \frac{dE_o/dx}{dE_n/dx} \qquad (5)$$

L'application de la formule (4) aux conditions expérimentales donne la dispersion des protons à la sortie de la cible. La dispersion sur le lieu d'interaction est obtenue en prenant la valeur moyenne de la correction sur l'intervalle d'impulsion défini par l'épaisseur de la cible. Nous avions :

$$\gamma'(p) = \eta\, \gamma \qquad (6)$$

$\gamma'(p)$ est la dispersion sur le lieu d'interaction

η est le facteur de correction calculé ci dessus.

Les courbes de la figure 18 représentent les variations de η avec l'impulsion du proton de recul. Les valeurs de η propres à chaque mesure sont reportées sur les tableaux V, VI, VII du paragraphe III, E.

b) Conséquences de la correction de dispersion.

Lorsqu'un faisceau de particules d'impulsion p_o dans Δp_o est analysé dans un spectromètre d'acceptance γ fixée, le nombre de particules analysés dans γ est donc une fonction de l'épaisseur de matière disposée sur le parcours du faisceau. Dans notre cas particulier, les protons arrachés aux fenêtres de la cible sont analysés avec des $\gamma'(p)$ différents suivant que leur contribution est mesurée en cible pleine ou en cible vide. Dans ce qui suit les nombres 1 et 3 refèreront aux fenêtres d'entrée et de sortie de la cible, le nombre 2 à l'hydrogène, et le nombre 4 à la chambre à vide du dispositif expérimental.

En termes de probabilité d'interaction, les contributions de la cible pleine N'_p, et de la cible vide N'_v, sont obtenues comme suit :

$$N'_p = N_1 + N_2 + N_3 + N_4$$
$$N'_v = N_1 + N_3 + N_4$$

Ces différentes contributions sont analysées dans des bandes d'impulsion de largeurs différentes D_{ijk} (les indices i, j, k, référent aux épaisseurs traversées). Donc, en termes de taux de comptage :

$$N_p = N_1 D_{123} + N_2 D_{23} + N_3 D_3 + N_4 D$$
$$N_v = N_1 D_{13} + N_1 D_3 + N_4 D$$

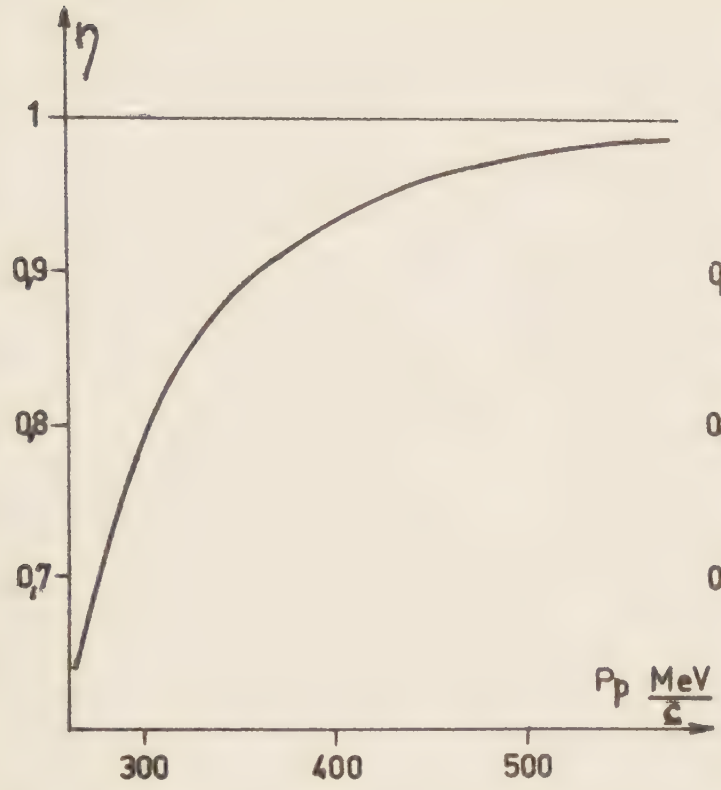
En l'absence de pertes d'énergie, D est la bande d'impulsion analysée par le spectromètre. Dans nos conditions expérimentales, nous pouvons faire les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Les probabilités d'interaction dans les fenêtres 1 et 3 sont identiques. Ceci est réalisé lorsque ces probabilités d'interaction ne varient pas trop fortement avec l'impulsion. D'autre part, à la correction de dispersion près, les évènements formés dans les fenêtres 1 et 3 doivent bénéficier de la même efficacité de détection (angle solide notamment). Dans ces conditions : $N_1 = N_3$.
- Les fenêtres 1 et 3 étant très minces (12 μ d'acier inoxydable), elles n'affectent pas beaucoup les impulsions des particules qui les traversent. Par conséquent : $D_3 = D_{13} = D$.
- En négligeant la non linéarité des pertes d'énergie nous pouvons admettre que $D_{23} = \frac{1}{2}(D_{123} + D)$

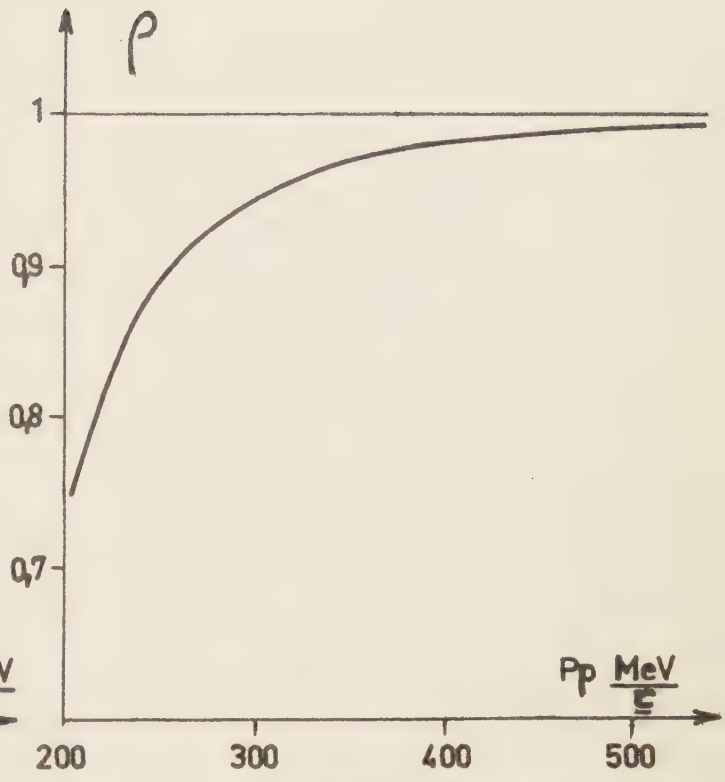
Dans ces conditions on obtient la contribution induite sur l'hydrogène en écrivant :

$$N_2 D_{23} = N_p - N_v D_{23}/D - N_4 (D - D_{23})$$

- Le facteur de correction $\rho = D_{23}/D$ affecté aux mesures en cible vide est négligeable à haute impulsion. Par contre, il contribue fortement à basse impulsion lorsque $\theta^* = 180^\circ$ et que les électrons parviennent jusqu'à la cible. Les valeurs de ρ affectées aux différentes mesures sont reportées dans les tableaux V, VI, VII du paragraphe III, E. Ses variations avec l'impulsion du proton de recul sont représentées sur la figure 18.



η Facteur de correction appliqué à la dispersion déterminée par les fentes d'analyse, pour tenir compte des pertes d'énergie.



ρ Facteur de correction appliqué au taux de comptage en cible vide, pour tenir compte de la différence de dispersion entre cible pleine et cible vide.

$(\frac{\Delta p}{p})$ cible = dispersion en quantité de mouvement des protons à la sortie de la cible de 1 cm d'épaisseur

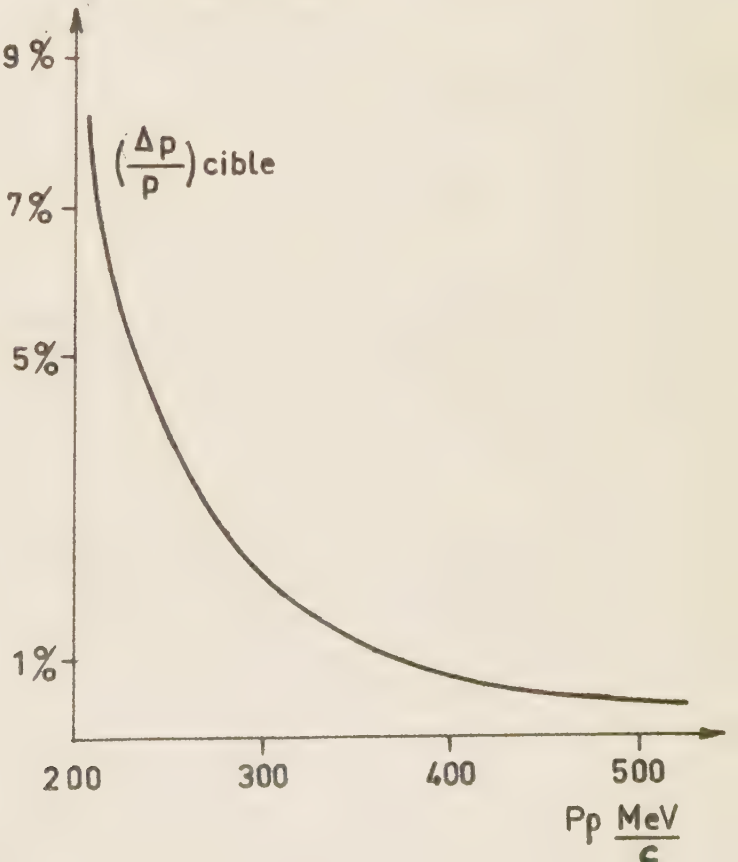


Fig. 18.

- Nous n'avons pas mesuré la contribution N_4D induite par l'impact des photons sur les murs de la chambre à vide de l'aimant. A $\theta^* \neq 180^\circ$ cette contribution n'existe pas puisque le faisceau de photons évite l'aimant. Pour estimer une limite supérieure de l'erreur commise à $\theta^* = 180^\circ$ en négligeant N_4D, nous avons supposé que $N_v = N_4D$. Dans le cas où les photons parviennent seuls jusqu'à la cible, cette erreur est inférieure à 2 % lorsque k = 220 MeV ; elle est négligeable lorsque $k > 240$ MeV. Quand les électrons ne sont pas balayés la limite supérieure de l'erreur ainsi calculée est de 33 % lorsque k = 220 MeV. L'accord obtenu entre les mesures effectuées avec et sans aimant balai ($k \leq 300$ MeV) montre que les estimations ci-dessus sont très pessimistes : dans les 2 cas, N_4D est négligeable.

D-3) Diffusion multiple et absorption nucléaire.

Lorsque les protons de recul traversent les épaisseurs de matière situées entre le lieu d'interaction et le télescope, ils subissent le phénomène de diffusion multiple. Compte tenu des propriétés du spectromètre, et des dimensions des compteurs, ce phénomène ne perturbe pas les grandeurs mesurées puisque les particules ainsi perdues sont à nouveau gagnées par l'action du même phénomène sur des protons de caractéristiques voisines.

L'absorption nucléaire des protons dans les fenêtres ou les scintillateurs est un effet qui se traduit par une perte de protons. En effectuant la même mesure avec des scintillateurs d'épaisseurs différentes nous nous sommes assurés que cet effet était négligeable.

De toute façon ces deux effets sont éliminés grâce à la mesure de normalisation au cours de laquelle nous détectons des protons identiques à ceux de la photoproduction.

D-4) Corrections dues au temps mort de l'électronique.

Compte tenu des variations de durée et de structure de l'impulsion d'accélérateur (I-A-3) nous avons toujours travaillé avec des taux de comptage inférieurs à 15 coups par seconde. Le temps mort des discriminateurs était de l'ordre de 12 nanosecondes. Dans ces conditions les pertes de particules liées au temps mort de l'électronique sont négligeables (38). Au cours des mesures, les taux de comptage de chaque compteur étaient toujours très voisins des taux de comptage relevés en coincidence. Le temps de résolution du circuit de coincidences étant de l'ordre de 8 nanosecondes, nous avons calculé que le taux de coincidences fortuites représentait moins de 0,2 % du taux de coincidences vraies.

III-E. Calcul d'erreurs et résultats expérimentaux.

E-1) Calcul d'erreurs.

Nous nous proposons de calculer les différentes incertitudes qui affectent les différents paramètres intervenant dans l'expression de la section efficace expérimentale que nous avons indiquée dans la formule (4) du paragraphe (III-A).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}(k, \theta^*) = \frac{P^X_{H2}\,(p_p, \phi_p)}{N_e \frac{X}{X_o}\, kF(k, E_o)\, \frac{p}{k}\, \frac{dk}{dp}\, \frac{d\Omega^*}{d\Omega}\, \eta\, \gamma\, N_a\, \Delta\Omega}$$

La plupart des facteurs présents au dénominateur de la section efficace sont des fonctions de paramètres cinématiques p_p, ϕ_p, E_o. Nous commencerons donc notre étude par la détermination des incertitudes correspondantes.

L'incertitude dp/p sur l'impulsion est de l'ordre de 0,6 %. Elle résulte de la convolution des incertitudes indépendantes affectées à l'étalonnage du spectromètre (0,2 %), à la reproductibilité du champ (0,5 %) et aux pertes d'énergie (0,15 %). L'incertitude sur la reproductibilité du champ a été obtenue par comparaison de l'indication du shunt avec l'indication d'une sonde Hall, lors de plusieurs saturations d'une durée moyenne de 5 minutes. L'incertitude sur les pertes d'énergie résulte de l'incertitude sur les épaisseurs de matière et sur la valeur du dE/dX déduite de la comparaison des valeurs fournies par plusieurs auteurs (34) à (37).

L'incertitude sur l'angle de détection est de l'ordre de 0,05 degré. Elle résulte de la convolution des incertitudes sur la position du spectromètre ($\simeq$ 0,05 degré) et sur l'alignement du faisceau incident ($\simeq$ 0,01 degré).

- L'incertitude sur l'énergie incidente est de l'ordre de 0,2 % (24) lorsqu'elle est déterminée à partir de la courbe d'étalonnage de la déviation. Elle est de l'ordre de 0,5 % lorsqu'elle est déterminée à partir de l'angle d'émission et de l'impulsion de la particule de recul.

- L'incertitude sur le nombre de photons est de l'ordre de 3 %. Elle résulte de la convolution des incertitudes indépendantes attribuées à l'efficacité du MES ($\simeq$ 0,4 %), l'épaisseur du radiateur ($\simeq$ 1 %), à la valeur de la section efficace de bremsstrahlung calculée

à partir de k, E_o ($\simeq$ 0.07 %), au calcul théorique de $F(k, E_o)$ ($\simeq$ 2 %) et à la correction de dispersion ($\simeq$ 1 %).

- L'incertitude sur le facteur de normalisation est de l'ordre de 2.9 %. Elle résulte de la convolution des incertitudes indépendantes attribuées à l'efficacité du MES ($\simeq$ 0.4 %), à la surface du pic élastique ($\simeq$ 1.5 %), au calcul de la section efficace élastique à partir de p_p, ϕ_p ($\simeq$ 1.5 %), à la correction radiative (0.2 %), au fit sur les facteurs de forme ($\simeq$ 2 %).

- L'incertitude sur le nombre de protons est de l'ordre de 2 %. Nous avons :

$$\frac{dN}{N} = \frac{(N_1 + N_2 + N_3 + N_4)^{1/2}}{N_1 - N_2 - N_3 + N_4}$$

- Enfin l'incertitude sur le facteur cinématique $p \frac{dk}{dp} \frac{d\Omega^*}{d\Omega}$ a été estimée à 0.6 %. Cette incertitude résulte des incertitudes sur p_p et ϕ_p

- En ajoutant quadratiquement les incertitudes sur les nombres de photons, le facteur de normalisation, le nombre de protons et le facteur cinématique nous obtenons l'erreur de mesure Δ m/m qui a été reportée sur les tableaux V, VI, VII.

En ajoutant quadratiquement les incertitudes sur le nombre de protons, l'efficacité du MES et la surface du pic élastique nous obtenons l'erreur statistique Δ s/s qui a été reportée sur les tableaux V, VI, VII. La distinction de ces dernières incertitudes est justifiée par le fait qu'elles varient d'un point à un autre alors que toutes

les autres ne changent pas sur une même courbe d'excitation. C'est en se basant sur les incertitudes statistiques que nous avons testé la cohérence interne de nos mesures. Par contre, lorsque nous avons comparé nos résultats aux résultats d'autres laboratoires, nous les avons affectés des erreurs de mesure Δ m/m.

Incertitudes systématiques.

- Lorsque nos résultats sont comparés aux valeurs fournies par des expériences analogues, il faudra également tenir compte des erreurs systématiques qui peuvent les affecter. Dans le calcul des paramètres de cette expérience, nous avons fait appel au calcul théorique de la section efficace de bremsstrahlung et aux lissages effectués sur les facteurs de forme du nucléon. Nous avons estimé qu'une erreur systématique de 3 % (bibliographie de l'appendice A) pouvait être attribuée à ces lissages et de 2 % à la section efficace de bremsstrahlung.

- Enfin, la comparaison des indications du spectromètre et de la déviation nous a permis de mettre en évidence une erreur systématique de 0.5 % sur l'une ou l'autre de ces indications (31).

E - 2. Résultats expérimentaux.

En utilisant la même méthode expérimentale, nous avons donc réalisé quatre groupes de mesures à des angles $\theta^* = 70^\circ$, 90°, 130°, 180° pour des énergies de photons allant de 240 MeV à 400 MeV par pas de 20 MeV. (figures 19 à 22). Les valeurs numériques des sections efficaces différentielles que nous avons mesurées sont consignées dans les tableaux V, VI, VII. Dans ces tableaux nous avons utilisé les notations suivantes :

- k est l'énergie des photons déterminée à partir de l'impulsion p_p et de l'angle d'émission ϕ_p des protons de recul.
- Δk et $\Delta\theta^*$ sont les résolutions en énergie de photons et en angle dans le centre de masse déterminées à partir des propriétés du système expérimental. (cf. II-G)
- $\frac{d\sigma}{d\Omega^*}$ exp est la valeur de la section efficace expérimentale que nous avons mesurée
- Δs et $\Delta s/s$ sont les incertitudes statistiques absolues et relatives qui affectent les mesures des sections efficaces. (cf le paragraphe sur les erreurs)
- Δm et $\Delta m/m$ sont les incertitudes de mesure absolues et relatives qui affectent les valeurs des sections efficaces expérimentales. Ces incertitudes tiennent compte de toutes les incertitudes intervenant dans la mesure d'une section efficace différentielle (sauf des erreurs systématiques)
- η est le facteur de correction qui tient compte de l'effet des pertes d'énergie sur la largeur de la bande d'impulsion analysée.
- ρ est le facteur de correction qui tient compte des différences de pertes d'énergie entre les mesures "cible pleine" et "cible vide".
- $\frac{kd\sigma}{qd\Omega^*}$ exp et $\frac{k}{q}\Delta s$ sont des quantités proportionnelles aux valeurs mesurées. Elles facilitent la comparaison de nos résultats avec les calculs théoriques de Schmidt (3)

Tous ces résultats ont été obtenus en utilisant l'aimant balai. A 180° les mesures à $k \leqslant 300$ MeV ont été faites avec et sans aimant balai. Les résultats obtenus avec ces 2 techniques sont parfaitement compatibles. Les mesures avec aimant balai n'étant corrigées que pour les pertes d'énergie, cet accord constitue une vérification des corrections apportées aux mesures effectuées avec les électrons dans la cible :

- modification du spectre d'énergie des électrons incidents à la traversée du radiateur X (correction moyenne de 4.5 %)
- différence des corrections de dispersion en cible pleine et en cible vide (III-D-2). Les taux de comptage en cible vide étant élevés à cause de la présence des électrons, cette correction est très importante à basse énergie. Elle atteint 50 % à $k \simeq 220$ MeV (sans les électrons et avec une cible plus épaisse, cette correction n'est plus que de 3 %).

Les sections efficaces à $\theta^* = 180$ consignées dans le tableau VII représentent les valeurs moyennes de mesures effectuées selon des techniques différentes, à plusieurs mois d'intervalles.
Les sections efficaces à $\theta^{\circ} \neq 180^{\circ}$ ont été mesurées en trois groupes de 5 sessions séparées par plusieurs semaines. Les mesures de reproductibilité effectuées au cours de ces sessions n'ont révélé aucune incompatibilité.

TABLEAU V. Résultats expérimentaux à $\theta^* = 70^\circ$ et 90°

k	Δk	θ^*	$\Delta\theta^*$	$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}_{exp}$	Δs	$\frac{\Delta s}{s}$	Δm	$\Delta m/m$	ρ	ρ'	$\frac{kd\sigma}{qd\Omega}$ exp	$\frac{k}{q}\ldots s$
240, 8	3, 2	70, 2	2, 2	5, 7	0, 24	4, 2%	0, 31	5, 5%	0, 636	0, 748	5, 63	0, 60
260, 5	3, 2	70, 1	2, 1	9, 79	0, 20	2%	0, 41	4, 2%	0, 726	0, 819	12, 30	0, 25
280, 3	3, 2	70, 1	2, 1	16, 65	0, 31	1, 8%	0, 69	4, 1%	0, 789	0, 864	20, 41	0, 36
300, 6	3, 3	70, 1	2, 1	22, 63	0, 43	1, 9%	0, 95	4, 2%	0, 834	0, 896	26, 97	0, 50
320, 8	3, 4	70	2, 2	26, 64	0, 50	1, 9%	1, 12	4, 2%	0, 865	0, 916	30, 94	0, 57
340, 2	3, 6	70	2, 2	26, 67	0, 45	1, 7%	1, 12	4, 2%	0, 889	0, 932	29, 77	0, 50
360, 0	3, 9	70	2, 2	22, 38	0, 34	1, 5%	0, 93	4, 2%	0, 908	0, 944	25, 00	0, 33
380	4, 2	70	2, 2	17, 36	0,33	1, 9%	0, 76	4, 4%	0, 922	0, 953	18, 94	0, 33
400	4, 5	70, 0	2, 2	12, 87	0,25	2%	0, 57	4, 4%	0, 934	0, 960	14, 45	0, 27
240, 3	2,47	90, 0	2, 3	6,55	0, 18	2, 8%	0, 33	5%	0, 824	0, 888	5, 16	0, [illegible]
260, 2	2, 6	90, 0	2, 3	11, 81	0, 22	1, 9%	0, 54	4, 6%	0, 870	0, 919	14, 58	0, [illegible]
280, 1	2, 8	90, 0	2, 3	18,96	0, 34	1,8%	0, 88	4, 7%	0, 900	0, 939	22, 24	0, 41
300, 0	3,	90, 0	2, 3	25, 14	0, 38	1, 5%	1, 16	4, 6%	0, 922	0, 952	29, 43	0, [illegible]
309, 9	3, 2	90, 0	2, 3	27, 99	0, 52	1, 9%	1, 34	4, 8%	0, 930	0, 958	32, 36	0, 60
320, 0	3, 3	90, 0	2, 3	28, 87	0, 43	1, 5%	1, 25	4, 3%	0, 936	0, 962	33, 13	0, 49
340,	3, 7	90, 0	2, 3	26, 28	0, 40	1, 5%	1, 25	4, 8%	0, 949	0, 969	29, 61	0, [illegible]
359, 9	4, 0	90, 0	2, 3	22, 09	0, 30	1, 4%	1, 06	4, 8%	0, 957	0, 974	24, 87	0, 33
365, 7	4, 1	90, 7	2, 3	20, 18	0, 36	1, 8%	1, 01	5%	0, 960	0, 976	22, 71	0, [illegible]
376, 3	4, 3	91, 0	2, 3	18, 10	0, 27	1, 5%	0, 90	5%	0, 964	0, 979	19, 98	0, 30
384, 8	4, 4	91, 1	2, 3	15, 89	0, 31	2%	0, 82	5, 2%	0, 967	0, 980	17, 89	0, 35
399, 2	4, 7	90, 0	2, 3	13, 84	0, 23	1, 6%	0,66	4, 8%	0, 969	0, 982	15, 25	0, [illegible]

TABLEAU VI. Résultats expérimentaux à $\theta^* = 130^\circ$

k	Δk	θ^*	$\Delta\theta^*$	$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}_{exp}$	Δs	$\Delta s/s$	Δm	$\Delta m/m$	η	ρ	$\frac{k}{q}\frac{d\sigma}{d\Omega^*_{exp}}$	$\frac{k}{q}\Delta s$
258,8	1,5	130°	2,5	9,45	0,22	2,3%	0,45	4,7%	0,944	0,967	8,91	0,27
278,7	1,6	130°	2,5	15,05	0,30	2 %	0,71	4,7%	0,957	0,975	11,56	0,36
298,6	1,7	130°	2,5	20,32	0,39	1,9%	0,99	4,9%	0,967	0,981	14,77	0,46
318,5	1,9	130°	2,5	21,14	0,34	1,6%	1,06	5 %	0,973	0,985	19,39	0,39
338,5	2,	130°	2,5	19,46	0,33	1,7%	1,02	5,3%	0,978	0,987	21,16	0,37
358,5	2,2	130°	2,5	14,76	0,28	1,9%	0,82	5,6%	0,982	0,989	19,89	0,31
378,5	2,3	130°	2,5	11,53	0,23	2,0%	0,68	5,9%	0,985	0,991	14,94	0,26
398,6	2,5	130°	2,5	8,83	0,20	2,3%	0,55	6,2%	0,987	0,993	9,49	0,22

TABLEAU VII. Résultats expérimentaux à $\theta^* = 180^\circ$

k	Δk	θ^*	$\frac{d\sigma}{d\Omega^*exp}$	Δs	$\Delta s/s$	Δm	$\Delta m/m$	η	ρ	$\frac{k}{q}\frac{d\sigma}{d\Omega^*_{exp}}$	$\frac{k}{q}\Delta s$
220,6	5,1	180°	3,07	0,08	2,5%	0,15	5 %	0,83	0,83	4,07	0,10
240,5	4,2		4,60	0,10	2,1%	0,22	4,8%	0,88	0,88	5,82	0,12
260,4	3,6		6,50	0,12	1,9%	0,31	4,9%	0,91	0,91	7,92	0,15
280,4	3,3		8,38	0,10	1,2%	0,40	4,9%	0,93	0,93	9,95	0,12
300,	3,		9,87	0,16	1,6%	0,51	5,2%	0,95	0,95	11,47	0,20
317,6	1,9		9,52	0,21	2,3%	0,29	3,1%	0,984	0,984	10,09	0,24
339,0	2,1		7,91	0,14	1,8%	0,32	4,1%	0,987	0,987	8,93	0,16
359,8	2,1		5,73	0,21	3,7%	0,29	5,1%	0,99	0,99	6,36	0,23
377,3	2,1		4,5	0,28	6,6%	0,30	7 %	0,991	0,991	4,95	0,31

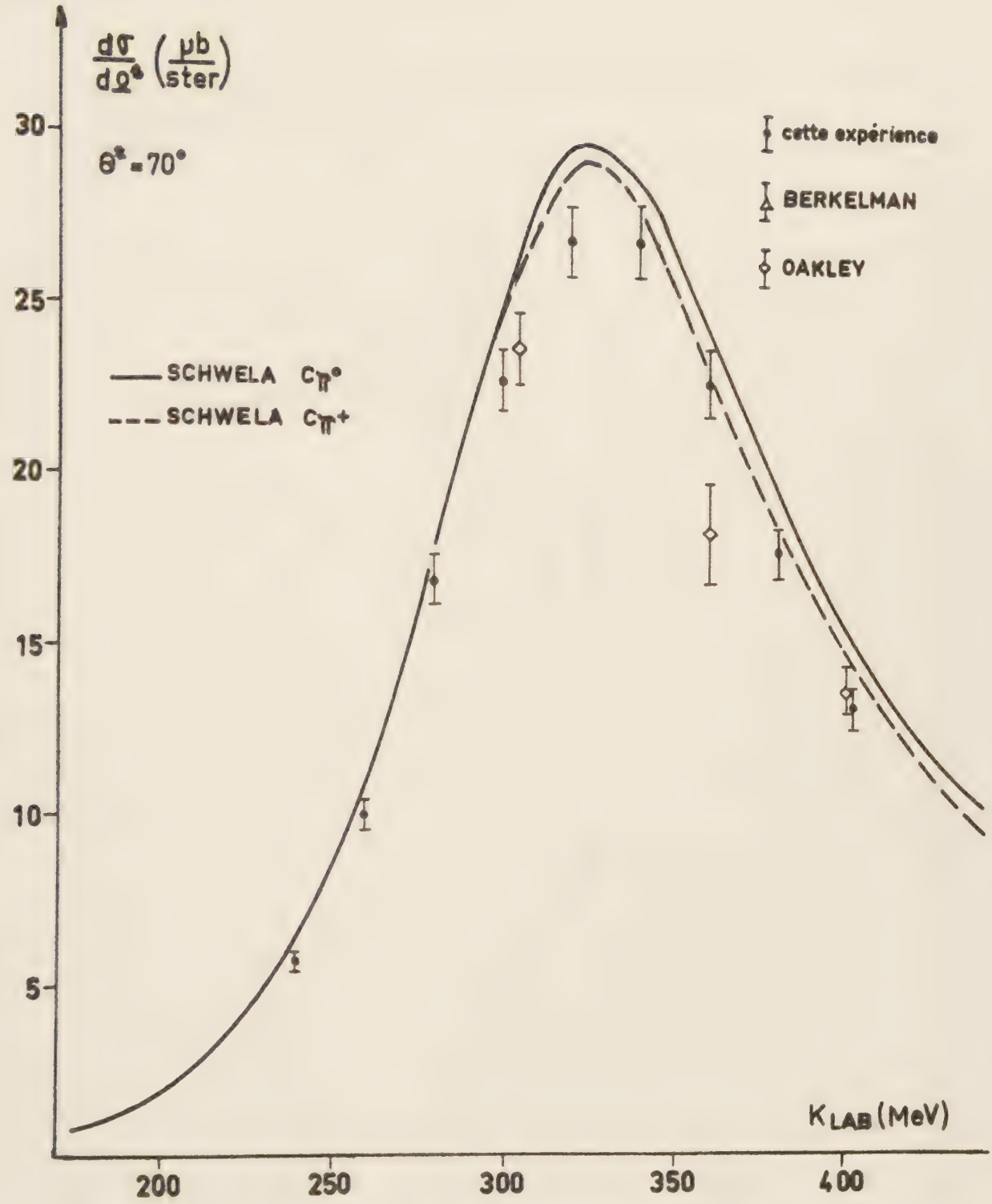


Fig.19 COURBE D'EXCITATION $\theta^* = 70°$

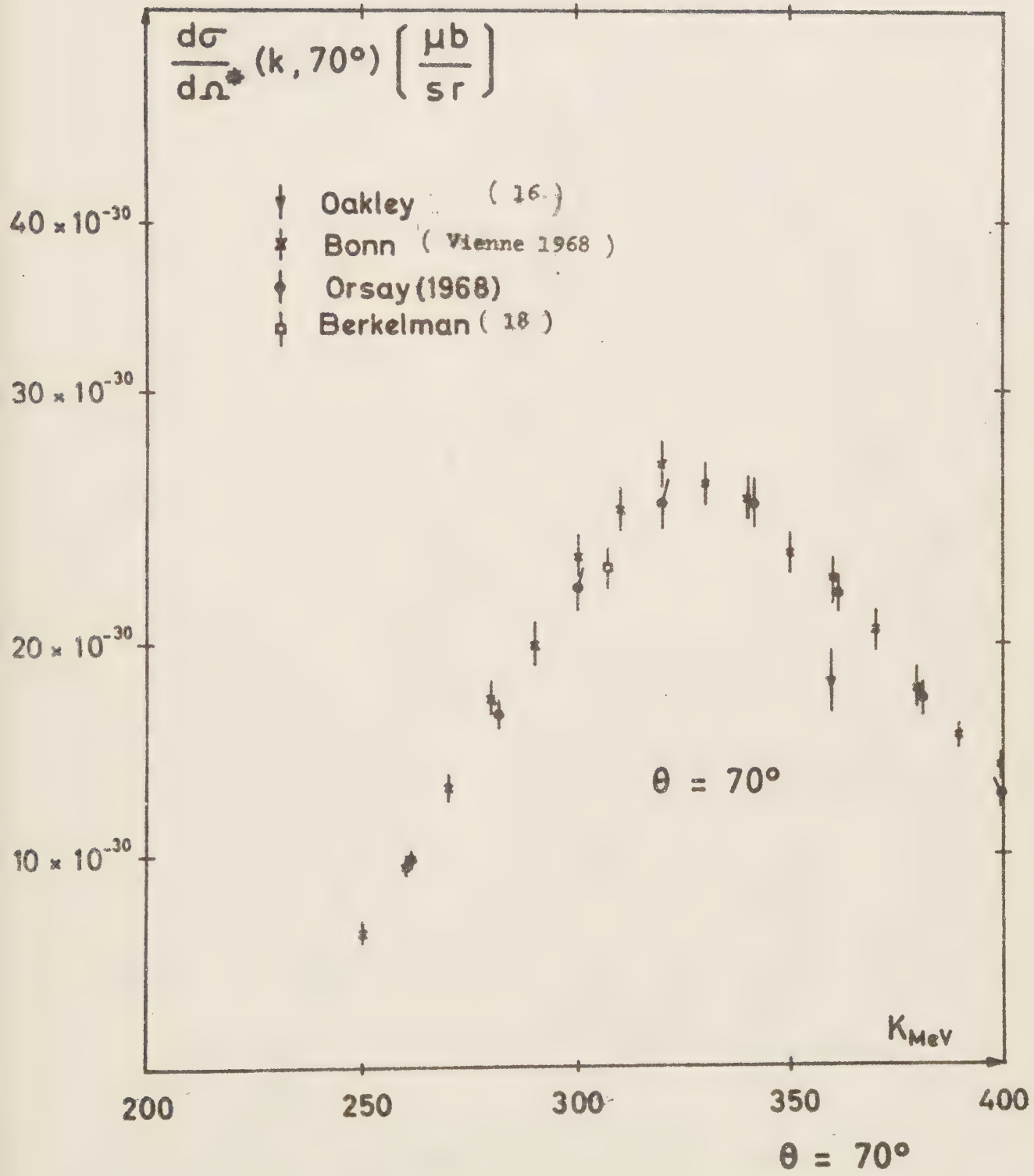


Fig. 19' : Courbe d'Excitation

- avec les résultats publiés par Bonn à la conférence de Vienne (Sept. 1968)

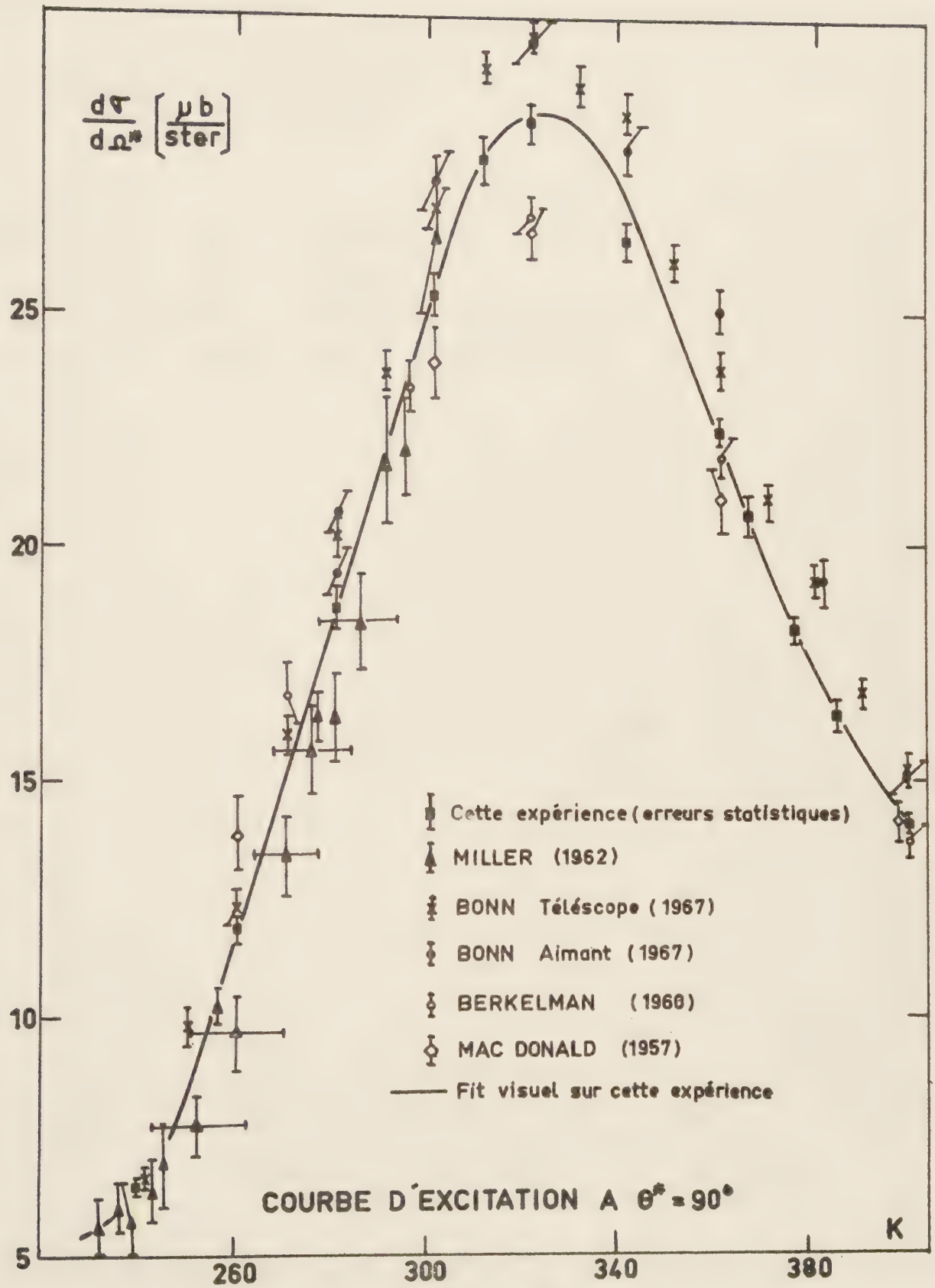

dσ/dΩ* [μb/ster]
25
20
15
10
5
260
300
340
380
K
Cette expérience (erreurs statistiques)
MILLER (1962)
BONN Téléscope (1967)
BONN Aimant (1967)
BERKELMAN (1966)
MAC DONALD (1957)
Fit visuel sur cette expérience
COURBE D'EXCITATION A θ* = 90°

Fig. 20

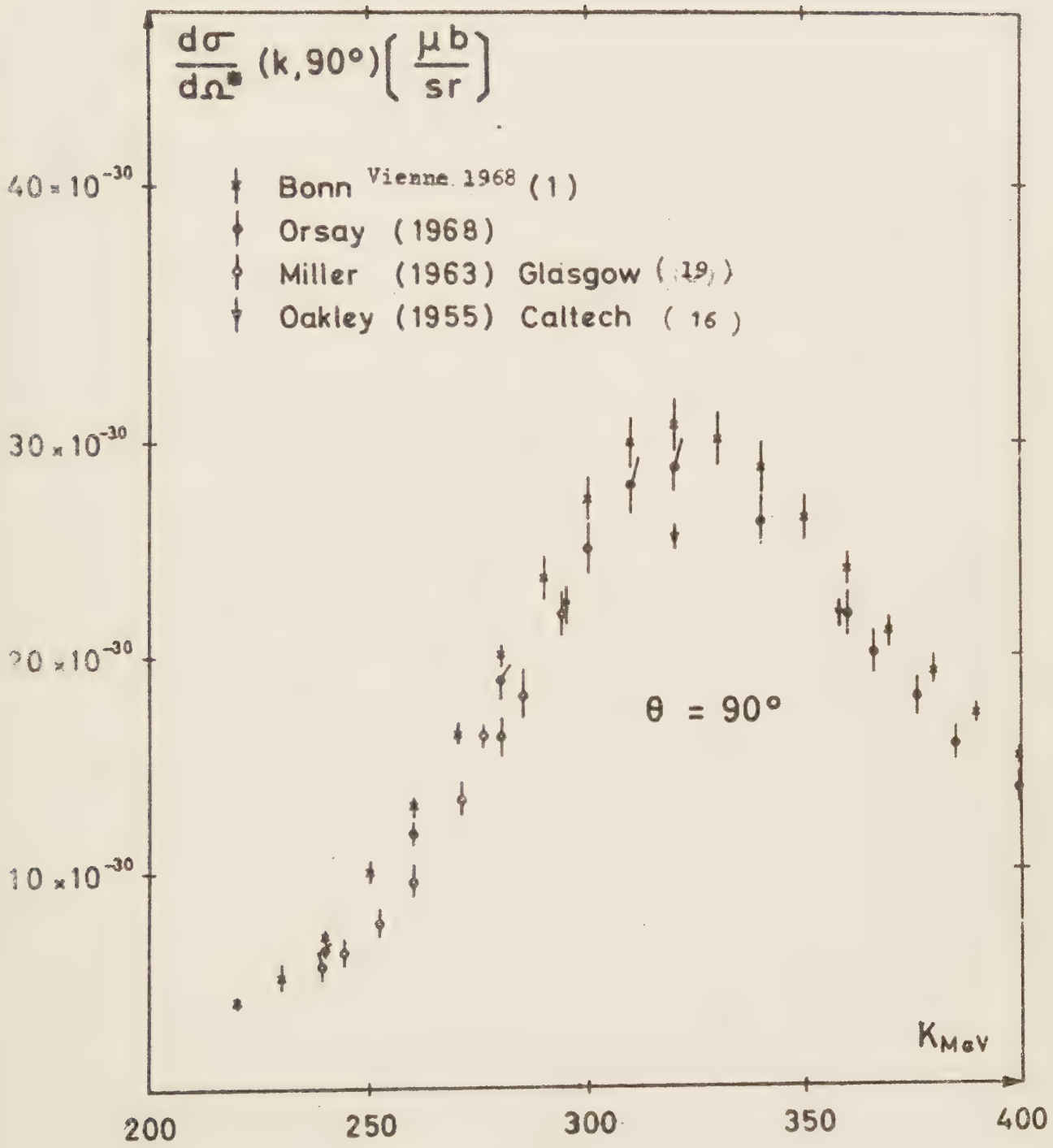


Fig. 20' : Courbe d'Excitation

- avec les résultats publiés par Bonn à la conférence de Vienne (Sept.1968)

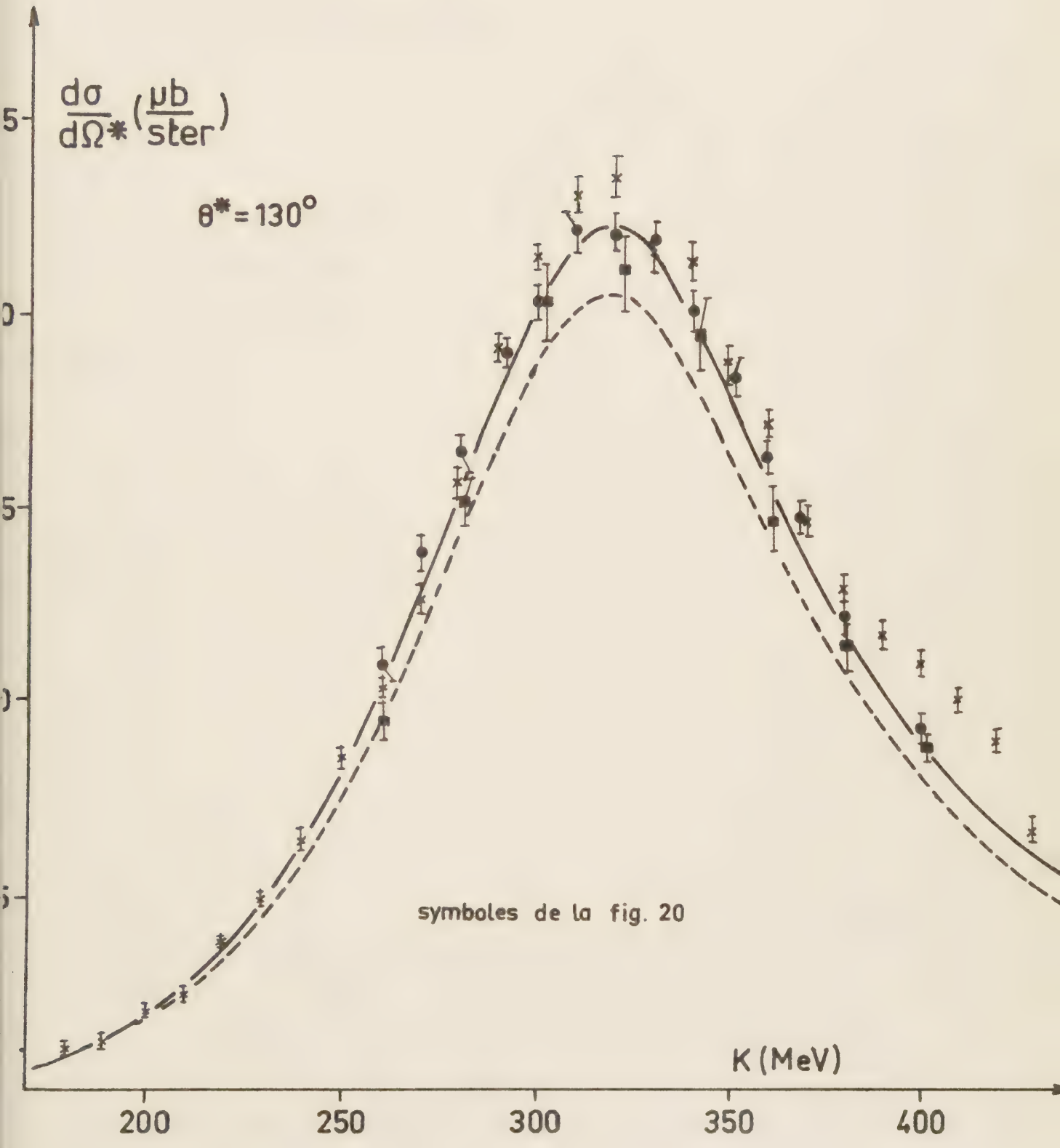


FIG. 21 COURBE D'EXCITATION A $\theta^* = 130°$

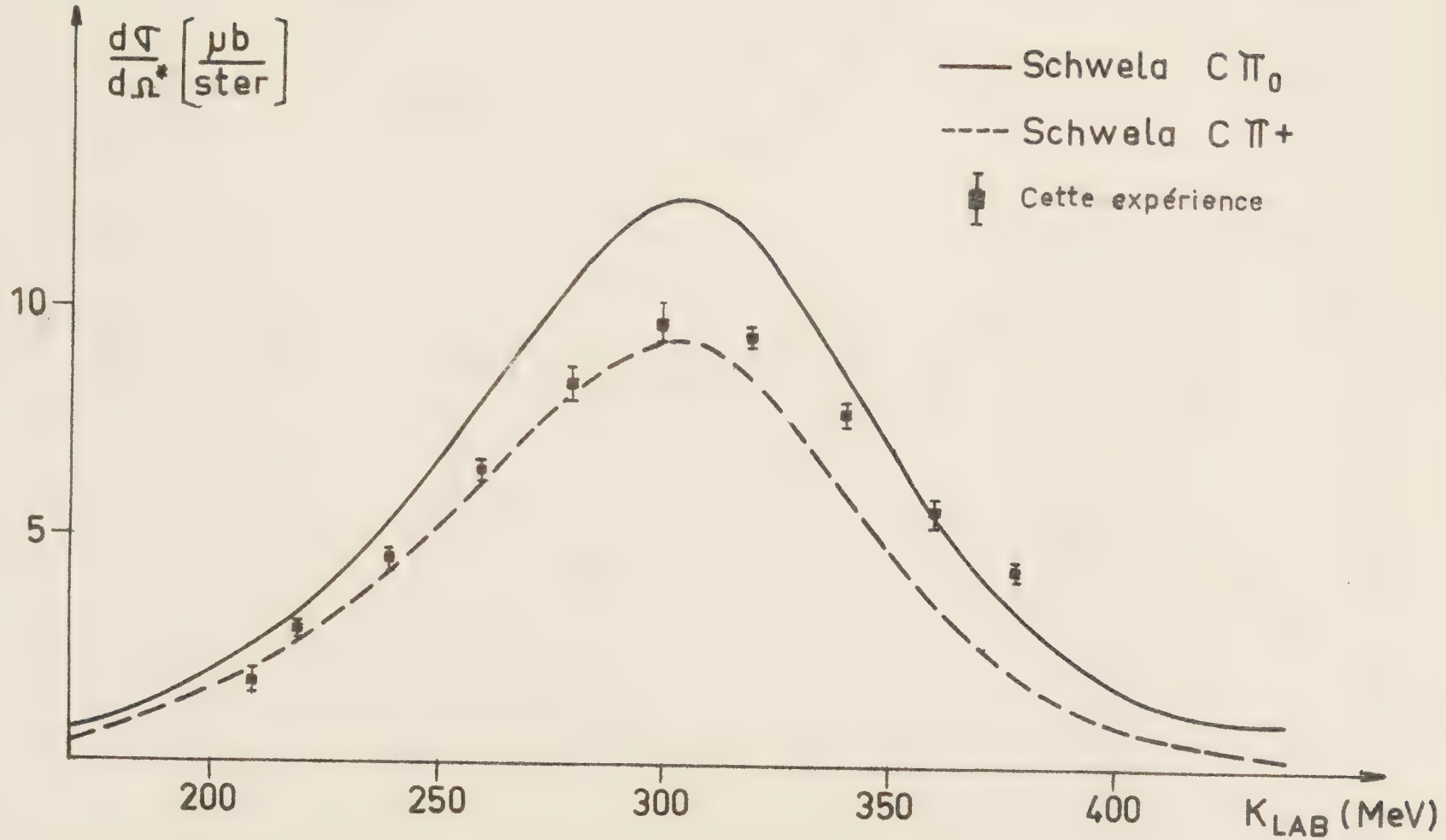


Fig. 22 COURBE D'EXCITATION A $\theta^* = 180°$

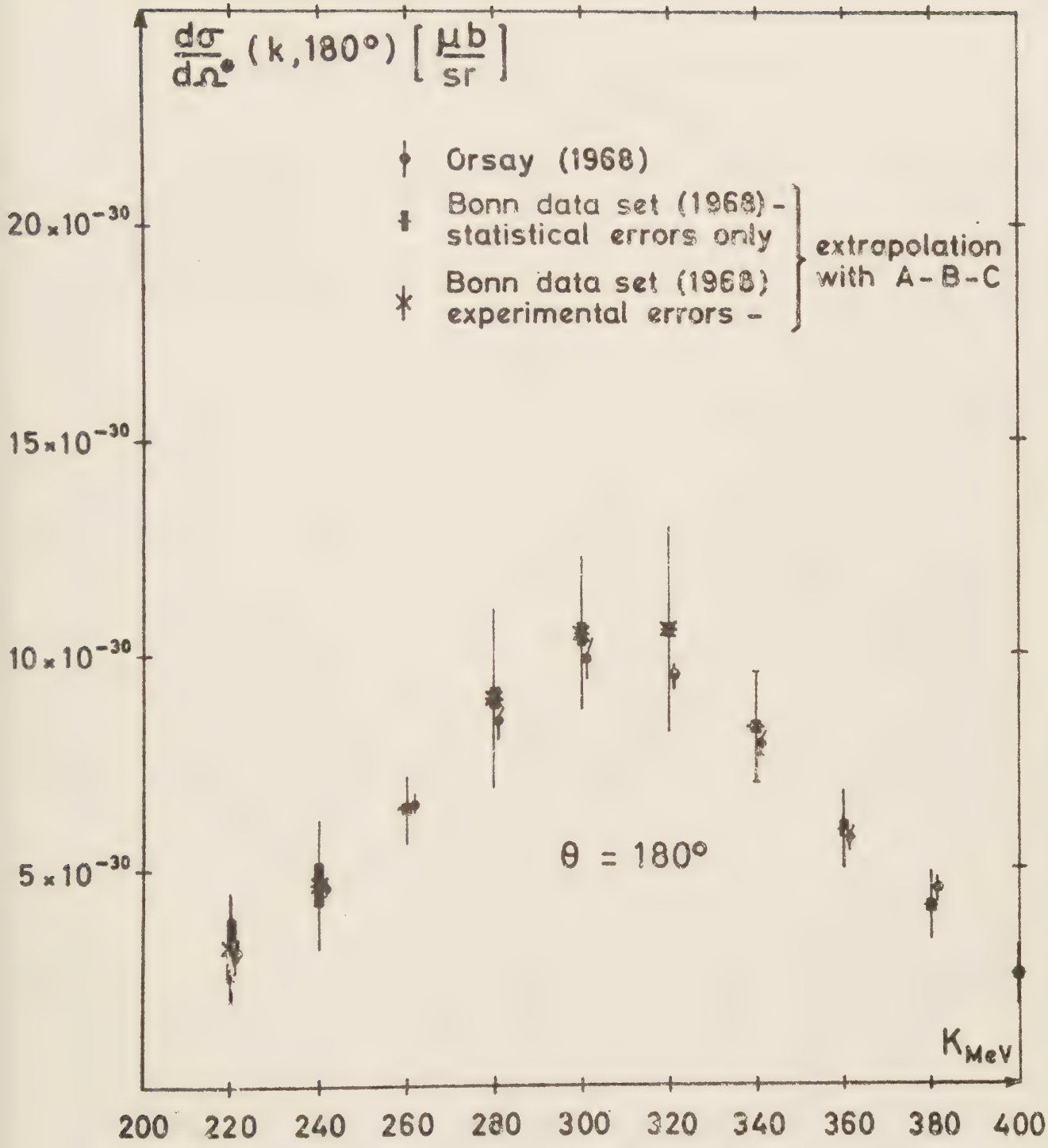


Fig. 22' : Courbe d'Excitation $\theta = 180°$

- avec les résultats publiés par Bonn à la conférence de Vienne (Sept. 1968)

Coëfficient A-B-C déduits de cette expérience

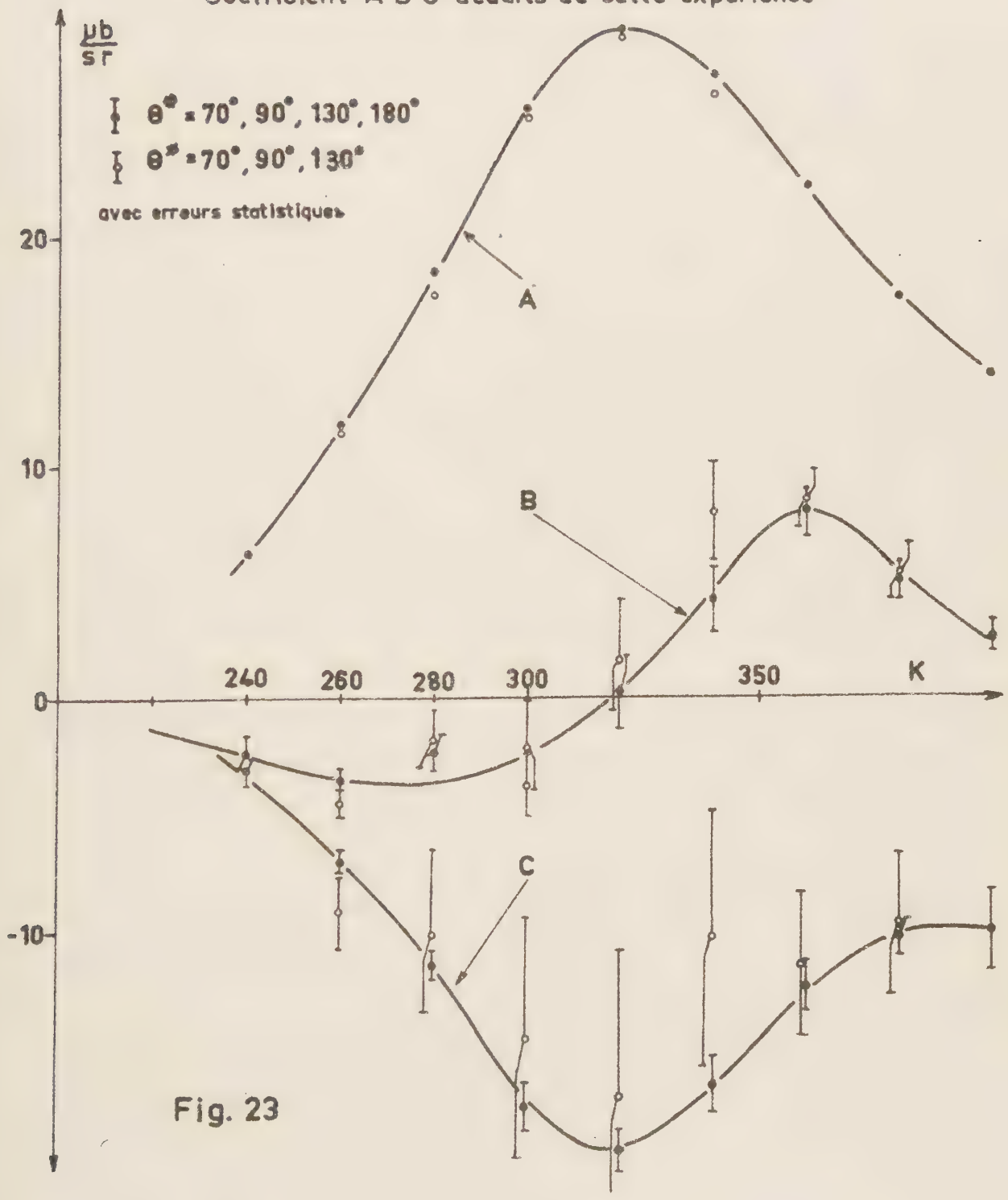


Fig. 23

- E - 3) Coefficients A-B-C.

En vue de la comparaison de nos résultats avec ceux d'autres laboratoires obtenus dans des conditions cinématiques différentes, nous avons lissé nos résultats par une méthode des moindres carrés appliquée au polynome :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}(k) = A(k) + B(k)\cos\theta^* + C(k)\cos^2\theta^* + D(k)\cos^3\theta^* + \ldots\ldots$$

Plusieurs théoriciens ont émis des réserves sur la validité d'un tel développement arrêté au terme en $\cos^2\theta^*$. Une telle coupure signifie que seules les ondes S et P jouent un rôle important dans le domaine d'énergie de la première résonance. Schwela a montré (39) que la variation avec k des sections efficaces théoriques calculées dans l'approximation de Born peut être reproduite par une parabole lorsque $0^\circ \leqslant \theta^* \leqslant 140^\circ$ Il explique cet accord par le rôle prépondérant joué par le multipole $M_{1+}^{3/2}$. Au delà de 140° il trouve un désaccord de l'ordre de 10 - 15% .
Pour des raisons différentes, Schmidt (40) trouve que le développement devrait inclure le terme en $\cos^3\theta^*$ lorsque $k > 300$ MeV : ce faisant il améliore l'accord théorie-expérience au dessus de ces énergies.

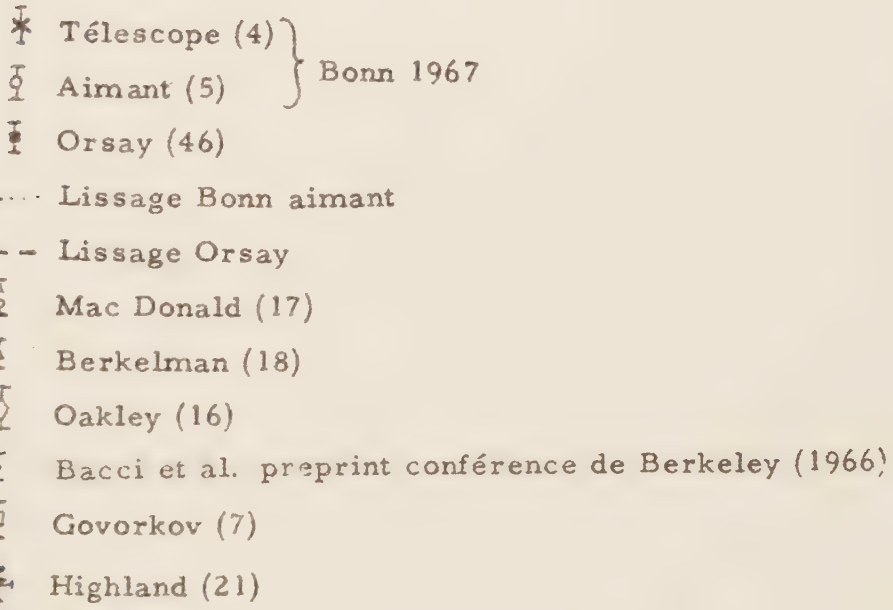
Nos résultats expérimentaux ne sont pas assez nombreux pour qu'un lissage à 4 paramètres fournisse des indications significative sur l'importance du coefficient D.

Comme nous ne disposons que de 3 courbes d'excitation à $\theta^* \neq 180^\circ$, nos résultats sont encore trop peu nombreux pour vérifier les conclusions de Schwela de façon significative.

En effectuant un lissage à 3 paramètres sur l'ensemble des courbes d'excitation que nous avons mesurées (70°, 90°, 130°, 180°) nous obtenons néanmoins des valeurs extrapolées affectées d'incertitudes limitées. Les mesures ne sont cependant pas encore assez nombreuses pour que le χ^2 affecté à ces lissages soit significatif.

Les courbes de la figure 23 représentent les variations des coefficients A, B, C avec l'énergie des photons k : nous avons reporté sur le même graphique les valeurs de A, B, C obtenues avec et sans les mesures à 180°. Nous constatons que les 2 séries de coefficients sont compatibles, sauf pour k = 340 MeV où nous avons attribué le désaccord à la mesure effectuée à $\theta^* = 90^{\circ}$. Les valeurs des coefficients A, B, C calculées sur l'ensemble de nos mesures sont indiquées dans le tableau VIII. Les distributions angulaires calculées d'après ces coefficients sont représentées sur les figures 24 à 29 pour k = 240, 280, 300, 320, 360 et 400 MeV. Les distributions angulaires calculées de la même manière sur les résultats de (5) sont également représentées sur ces figures : elles reproduisent de façon satisfaisante les distributions angulaires expérimentales de (5).

Figures 24 à 29 : Distributions angulaires à k = 240, 280, 300, 320, 360 , 400 MeV.



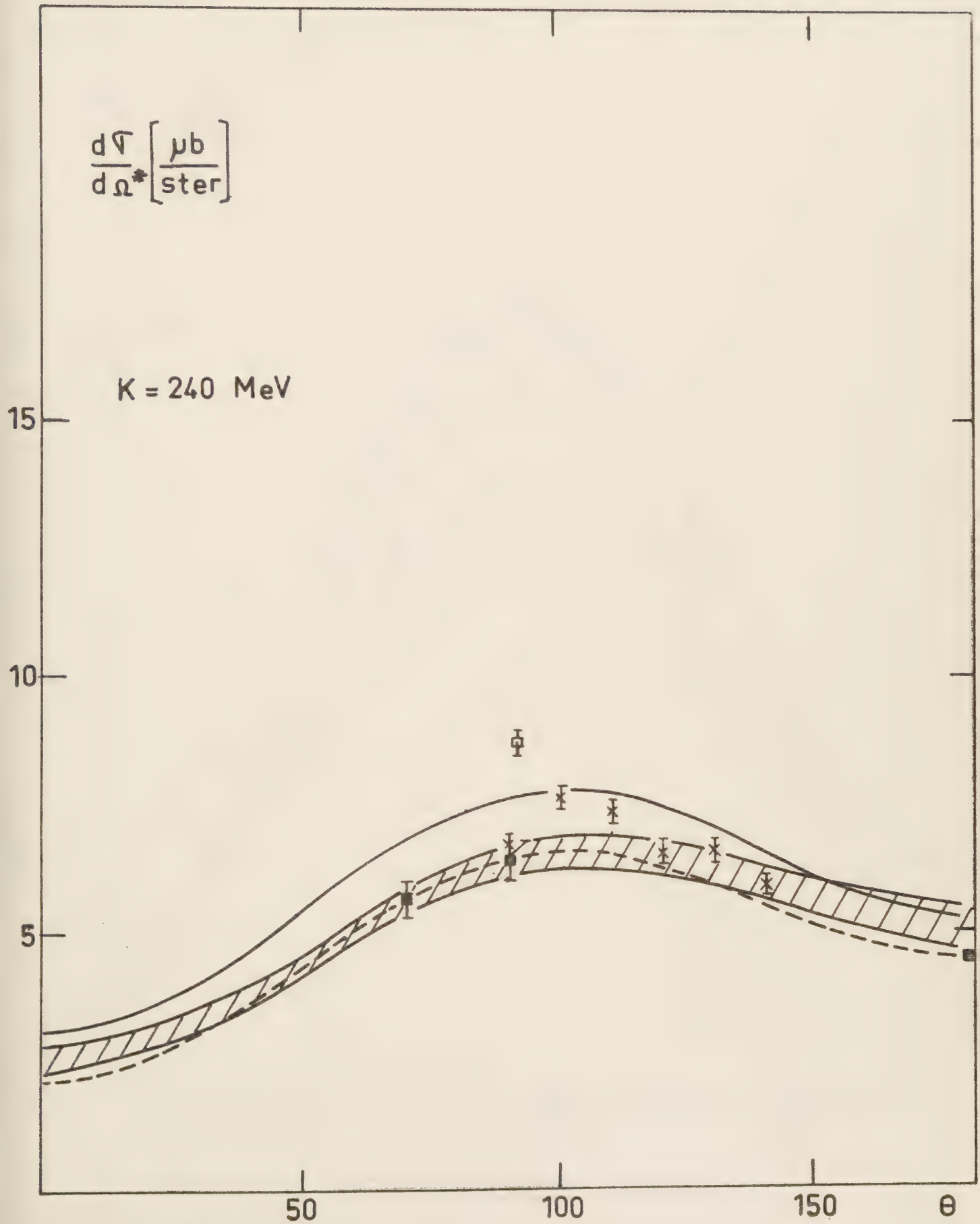

$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}\left[\frac{\mu b}{ster}\right]$
K = 240 MeV
15
10
5
50
100
150
θ

Fig. 24

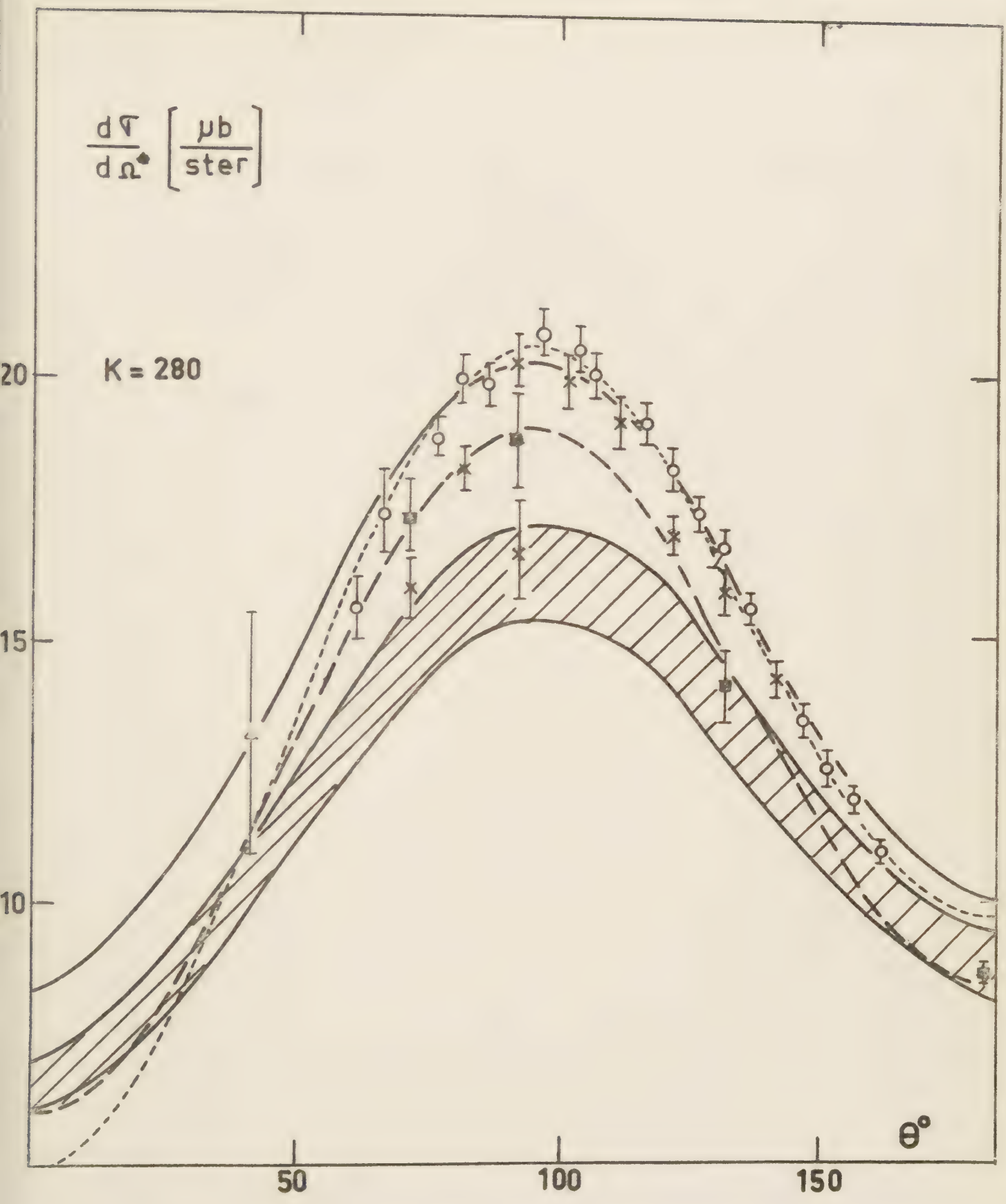

$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}\left[\frac{\mu b}{ster}\right]$
K = 280
20
15
10
50
100
150
θ°

Fig. 25

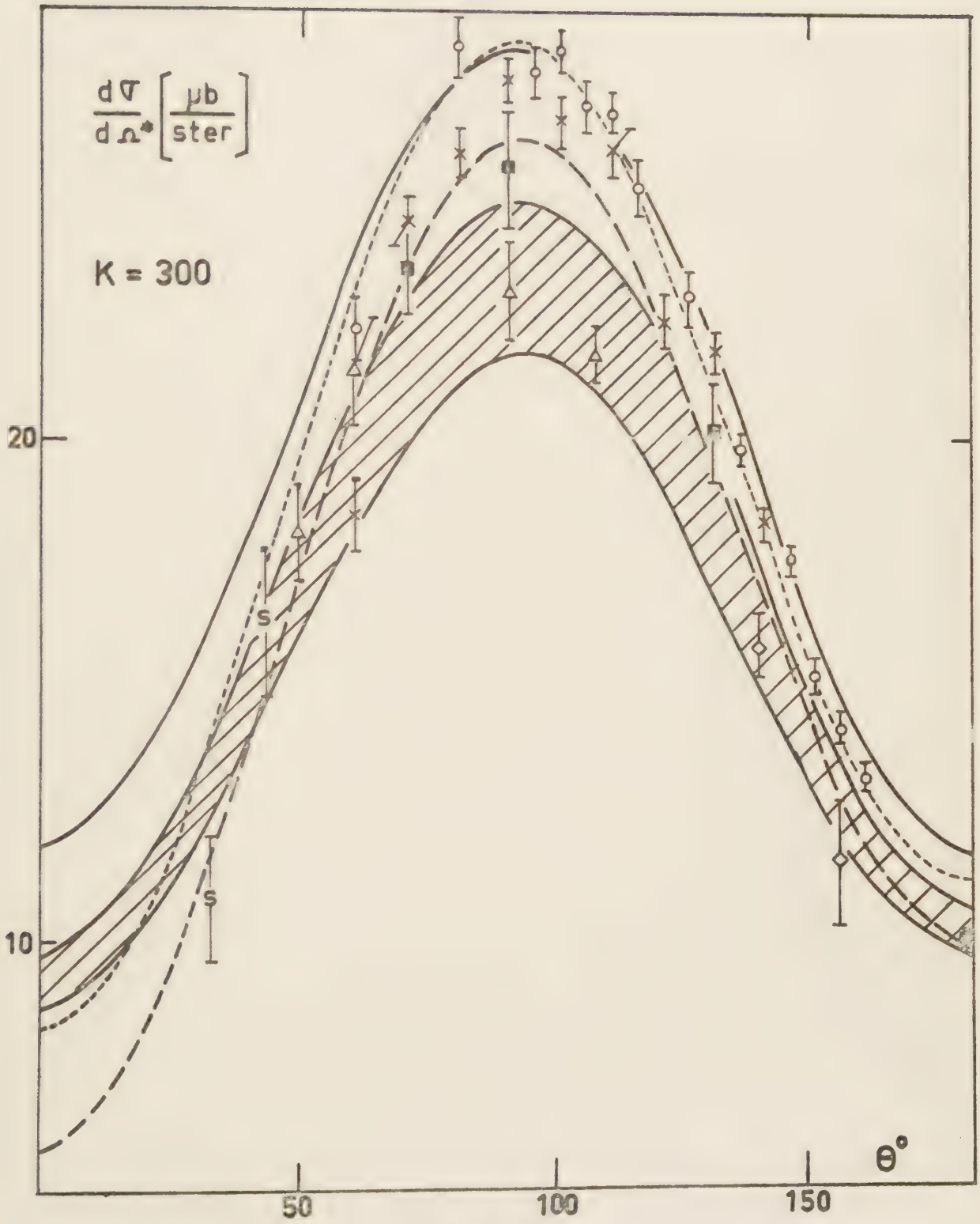


Fig. 26

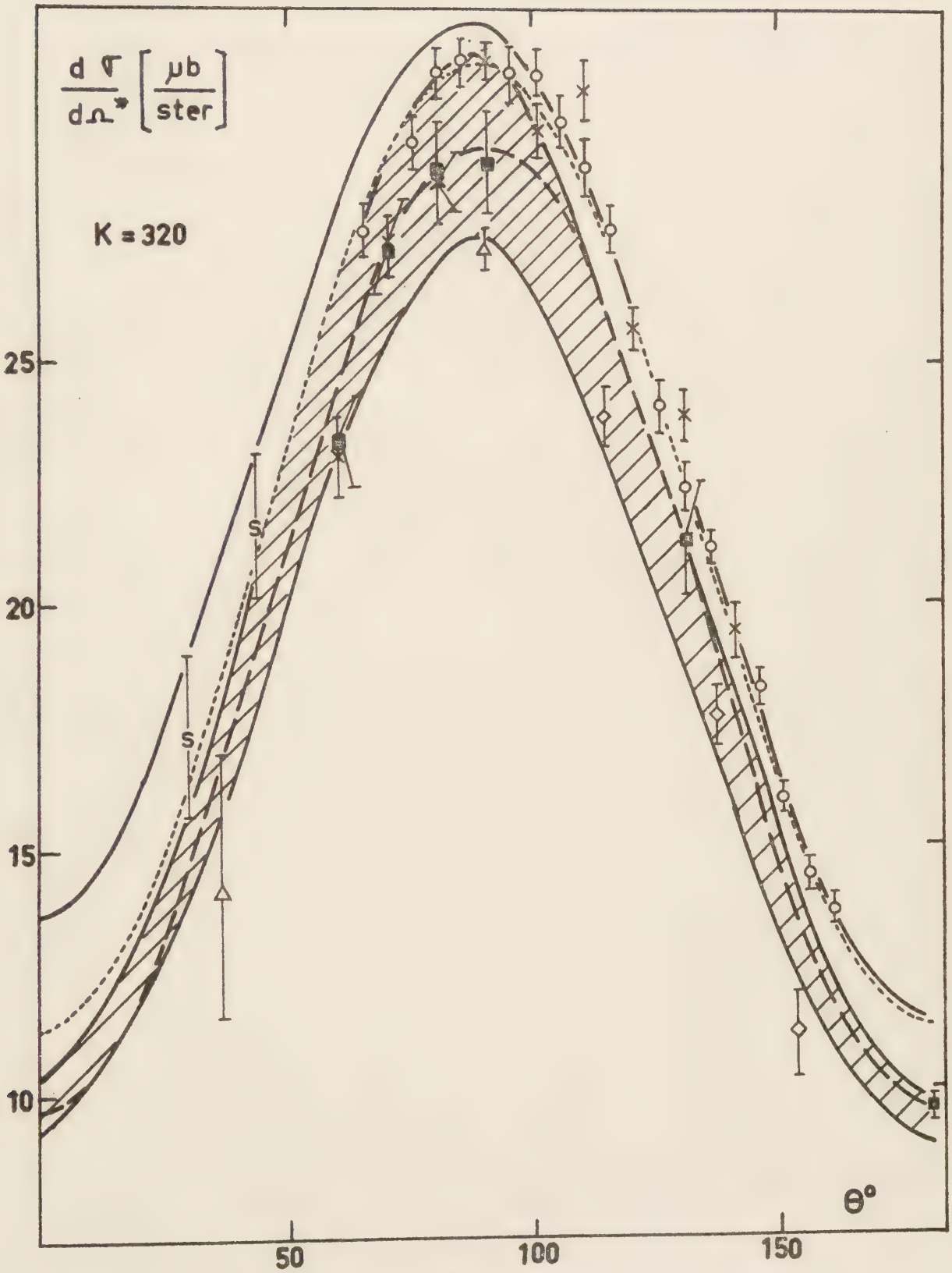

$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}\left[\frac{\mu b}{ster}\right]$
K = 320
25
20
15
10
S
S
50
100
150
θ°

Fig. 27

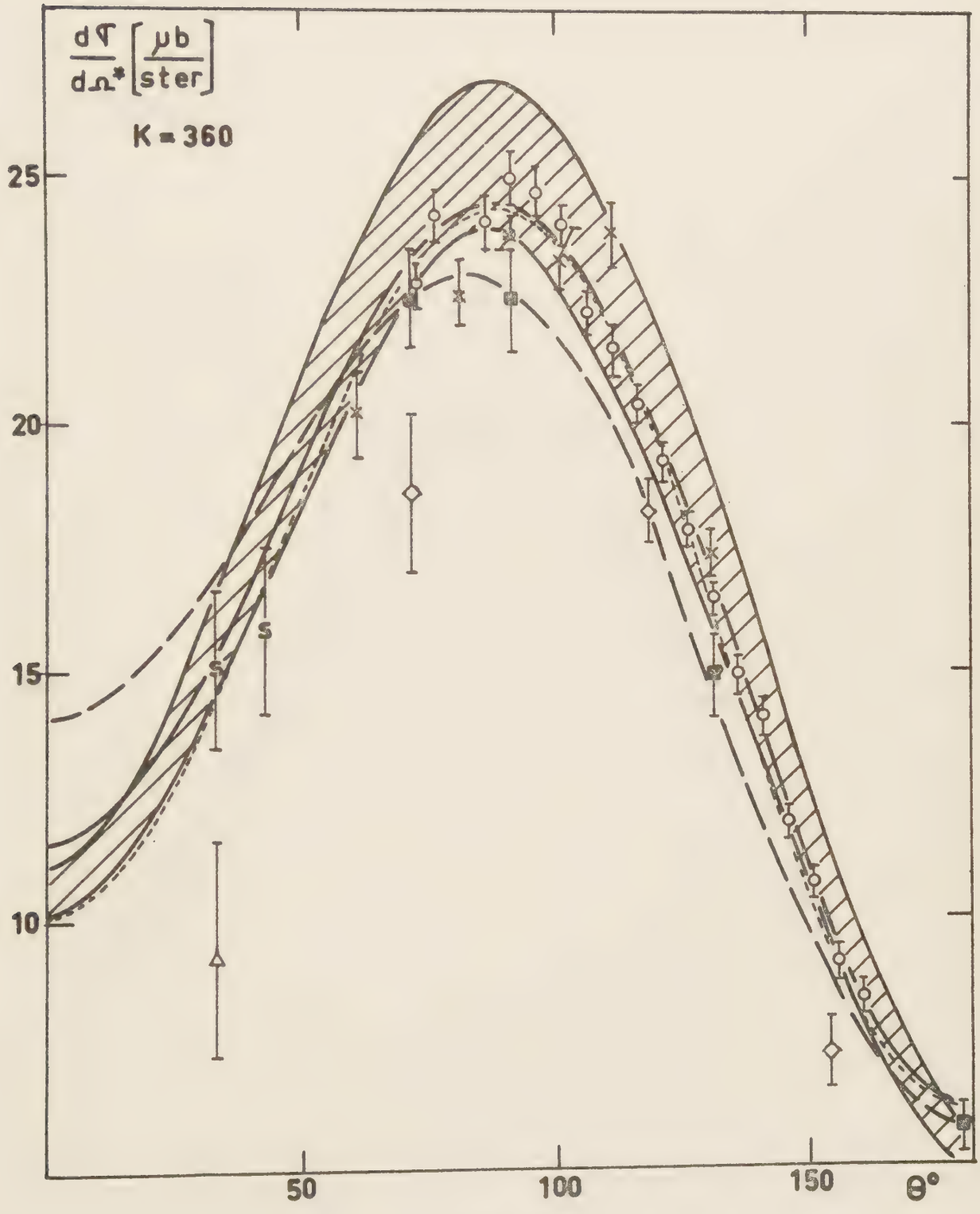


Fig. 28

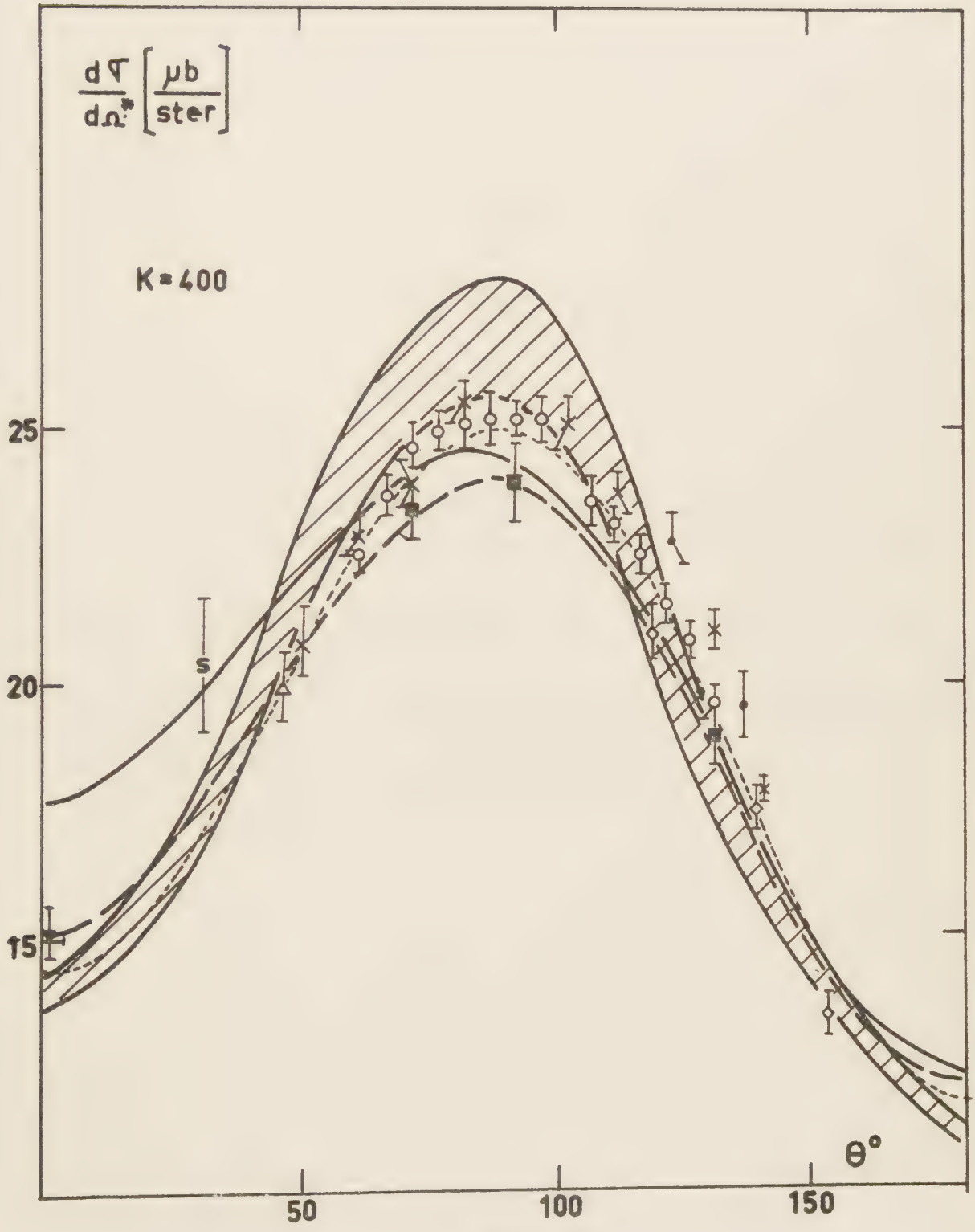


Fig. 29

IV - DISCUSSION DES RESULTATS

IV-A. Détection du proton de recul dans des émulsions

IV-B. Détection du proton de recul dans un télescope à plusieurs compteurs

IV-C. Détection du proton de recul dans un télescope placé à la sortie d'un spectromètre.

IV-D. Détection en coincidence des 2 photons de désintégration du π^o

IV-E. Extrapolation des résultats expérimentaux à $\theta^* = 180^o$

IV-F. Section efficace totale et rapport C/A

IV-G. Conclusion

IV. DISCUSSION DES RESULTATS.

Les expériences réalisées à ce jour peuvent être classées en 4 catégories qui se distinguent essentiellement par la nature de la particule détectée et les moyens mis en oeuvre pour la déterminer. Nous allons successivement examiner chacune de ces catégories en vue de situer nos résultats par rapport à ceux qui ont déjà été obtenus.

IV - A. Détection du proton de recul dans des émulsions.

- Les mesures effectuées d'après cette méthode sont déjà anciennes (1954 et 1957). Celles de Goldschmidt-Clermont et al (14) donnent l'allure de la section efficace différentielle de photoproduction du π^o sur l'hydrogène dans le domaine de la première résonance. Leur résolution en énergie est mauvaise ($\simeq$ 50 MeV) et leurs incertitudes sont grandes ($\simeq$ 15 %). Nous éliminerons ces données de notre discussion.

- Les résultats de Mac Donald et al (17) souffrent des mêmes inconvénients. Leur résolution en énergie est un peu meilleure (40 MeV) et leurs incertitudes un peu moins importantes (8 %). Leurs valeurs sont affectées d'une erreur systématique de l'ordre de 7 % attribuée à la calibration de leur chambre à ionisation. Sauf à 400 MeV (fig. 29), les mesures de Mac Donald effectuées à θ^* voisin de 60^o pour k = 300, 320, 360 MeV sont en bon accord avec les distributions angulaires calculées d'après nos mesures (fig. 26, 27, 28).

IV - B. Détection du proton de recul dans un télescope à plusieurs compteurs.

Dans ce type d'expérience le vecteur quantité de mouvement du proton de recul est déterminé à partir de son parcours dans un alignement de plusieurs compteurs. Une mauvaise résolution en énergie de photons, d'importantes corrections de diffusion multiple et d'absorption nucléaire constituent les inconvénients de ces mesures.

- C'est en utilisant cette technique que Berkelman et Waggoner (18) ont étudié le domaine angulaire compris entre 20° et 70°, pour des énergies de photons allant de 250 MeV à 1 GeV. Compte tenu du fait que ces mesures ont été normalisées par rapport aux résultats de Mac Donald (17) il faut ajouter une erreur de 5.2 % à celles qui sont mentionnées sur les courbes des figures (26)(27)(28). Ces mesures étant affectées d'incertitudes supérieures à 15 % et d'une résolution en énergie supérieure à 10 %, ne peuvent donc pas fournir un élément de comparaison valable. Les valeurs reportées sur la figure (20) montrent qu'il y a un accord raisonnable à $\theta^* = 90^{\circ}$, sauf toutefois pour $k = 320$ MeV. Les distributions angulaires des figures (26) et (27) mettent en évidence un certain nombre d'incompatibilités.

- Il n'en est pas de même pour les mesures de Miller et Bellamy (19) qui ont mené à bien une étude systématique à $\theta^* = 90^{\circ}$ pour $200 \lesssim k \lesssim 300$ MeV. L'appareillage utilisé ne présente pas une mauvaise résolution en énergie (5 %) et les incertitudes de mesure sont comprises entre 5 et 10 %. Sur la figure (20) nous pouvons constater que ces mesures sont compatibles avec celles que nous avons réalisées à $\theta^* = 90^{\circ}$.

- Cette technique a été reprise récemment par Genzel et al. (4). L'étude réalisée est beaucoup plus systématique que ce qui a été fait jusqu'à présent. Les éléments de comparaison en sont d'autant plus nombreux. Les distributions angulaires représentées sur les figures 24 à 29 mettent en évidence que les valeurs que nous avons mesurées sont systématiquement inférieures à celles qui sont données par "Bonn Télescope" :

à $\theta^* = 70^\circ$ L'écart entre nos mesures et celles de Bonn Télescope (4) est au maximum de 4 %.

à $\theta^* = 90^\circ$ cet accord se dégrade au fur et à mesure que l'énergie des photons augmente. Le désaccord est en moyenne de 6 % au dessus de k = 260 MeV. (fig. 20)

à $\theta^* = 130^\circ$ on relève toujours un désaccord moyen de l'ordre de 8 % (fig. 21)

Le décalage moyen est donc de l'ordre de 6 %.
Sur les figures (30, 31, 34) nous avons reporté les coefficients A, B, C obtenus à partir de lissages effectués sur les mesures de (4). Les valeurs obtenues pour le coefficient A sont comparables à celles que nous avons trouvées. Il n'en est pas de même pour les coefficients B et C qui présentent des comportements avec l'énergie incompatibles avec ceux que nous avons calculés à partir de nos mesures.

IV - C. Détection du proton de recul dans un télescope placé à la sortie d'un spectromètre.

Cette méthode a été inaugurée par Oakley et Walker (16). Elle permet de déterminer avec précision le vecteur quantité de mouvement du proton de recul. La résolution en énergie de photons s'en trouve

nettement améliorée. Les mesures effectuées par ces auteurs dans notre domaine d'énergie sont représentées sur les figures (26 à 29). Elles sont systématiquement inférieures (30 % et plus) à celles qui sont fournies par les autres expériences.

- Cette technique a également été reprise par Fischer et al (5) (Bonn Aimant) pour réaliser une étude systématique de la photoproduction du π^o dans le domaine de la première résonance pour des angles θ^* compris entre 60^o et 150^o. Les énergies de photons vont de 260 à 420 MeV par pas de 10 MeV alors que les angles progressent par pas de 5^o. Ces mesures ne bénéficient cependant pas de tous les avantages reliés à la technique utilisée. En effet, l'utilisation d'un compteur placé au centre de l'aimant pour définir son acceptance angulaire est à l'origine de nombreuses corrections : diffusion multiple, absorption nucléaire, résolution en énergie de photons. Le parcours des protons détectés étant semé d'obstacles (air, fenêtres, compteur) ces corrections prennent des proportions non négligeables, compte tenu de la faible impulsion des particules détectées. Ceci étant, les mesures de Fischer se trouvent systématiquement de 6 % au dessus des valeurs que nous avons mesurées (figures 30 à 31, 35 à 39). Nous retrouvons donc le même effet que pour les mesures réalisées par "Bonn Télescope". L'accord est bon à $\theta^* = 70^o$ et 130^o, il se détériore à $\theta^* = 90^o$ lorsque $k > 320$ MeV.
- En effectuant des lissages à 3 paramètres (A-B-C) sur les valeurs expérimentales de Fischer (5) nous avons obtenu un bon χ^2. Compte tenu des incertitudes affectées aux coefficients A-B-C, les courbes des figures 30, 32, 33 nous permettent de constater que le coefficient B calculé à partir de cette expérience est compatible avec celui que nous avons obtenu, alors que le coefficient A est systématiquement supérieur au

nôtre. Pour le coefficient C, il y a bon accord jusqu'à 300 MeV et désaccord de 360 à 380 MeV.

- Sur les figures (24 à 29) nous avons représenté quelques distributions angulaires calculées d'après les coefficients A-B-C de "Bonn aimant" et de cette expérience. Pour k = 240, 280, 300, 320 MeV, une translation de 1 μb de l'une ou l'autre des courbes suffit à assurer l'accord parfait. Pour k = 360 MeV les 2 extrapolations se comportent différemment vers l'avant. A k = 400 MeV on peut dire qu'elles sont compatibles.
Dans l'ensemble nos mesures sont donc comparables à celles de "Bonn aimant". L'écart systématique observé entre les mesures de Bonn (5) et de cette expérience ne permet pas de formuler une conclusion sur la qualité de ces 2 mesures : en effet, les points expérimentaux de (5) ne sont affectés que des incertitudes statistiques déduites des taux de comptage. La qualité du χ^2 obtenu en lissant ces résultats atteste la stabilité de l'appareillage, mais il n'exclut ni les erreurs de mesure ni les erreurs systématiques possibles.

IV - D. Détection en coincidence des 2 photons de désintégration du π^o.

Cette technique a été utilisée par Vasilkov (20) et Govorkov(7) pour étudier la photoproduction du π^o au voisinage du seuil.

Elle a été reprise par Highland et De Wire (21) pour étudier la photoproduction du π^o vers l'avant entre 295 et 1000 MeV. En effet, dans ces conditions le proton de recul n'a pas assez d'énergie pour quitter la cible et la détection des 2 photons est le seul moyen d'investigation de la réaction étudiée. Cette technique expérimentale est très

difficile et conduit à des résolutions en énergie et en angle non négligeables. Néanmoins les mesures vers l'avant sont d'un grand intérêt pour la détermination des distributions angulaires. Leur comparaison aux mesures effectuées vers l'arrière donne une bonne détermination du coefficient d'asymétrie B. Les résultats expérimentaux de Highland sont malheureusement peu nombreux et affectés de grandes incertitudes. Sur la figure (35) nous avons représenté ces résultats en compagnie des valeurs extrapolées à partir des données de Bonn et de cette expérience. Les incertitudes qui affectent les points extrapolées sont d'ordre purement statistiques. (La considération des erreurs de mesure aurait conduit à des barres d'erreurs incompatibles avec la clarté de la figure).

- Le coefficient B prédit à partir des mesures à 0° et 180°, confirme le comportement obtenu dans ce travail et par les mesures de "Bonn Aimant" : le coefficient B change de signe au voisinage de 320 MeV, ce qui est en désaccord avec les résultats des références (4, 16, 17, 18).

IV - E. Extrapolation des résultats expérimentaux à $0^{*} = 180^{\circ}$

Sur la figure 36 nous avons représenté les extrapolations à 180° des mesures réalisées à Bonn. Nous ne relevons pas d'incompatibilité avec les extrapolations de "Bonn Télescope". Ce n'est pas le cas de l'extrapolation de "Bonn Aimant" où nous retrouvons le décalage systématique remarqué aux autres angles. Toutefois, il faut noter que cette extrapolation s'accorde à nos mesures pour des énergies de photons supérieures à 340 MeV. La précision des mesures de "Bonn Aimant" nous paraissant surestimée, le désaccord de l'extrapolation n'est qu'apparent ; en affectant ces mesures d'une incertitude moyenne de 4 % elles deviennent compatibles avec celles que nous avons réalisées.

Ce désaccord pourrait aussi s'expliquer par les réserves faites par Schwela (39) sur la validité de l'extrapolation à partir des A-B-C. Compte tenu de l'existence d'un désaccord comparable à $\theta^* \neq 180^\circ$, une conclusion dans ce sens serait peu fondée .

- Par contre, l'extrapolation des mesures faites par Govorkov à basse énergie est en très bon accord avec les valeurs que nous avons mesurées (fig. 4 2)

- Sur la figure 37 nous avons situé nos résultats par rapport aux mesures à 180° effectuées à plus haute énergie auprès de DESY (41)

IV - F. Section efficace totale et Rapport C/A.

Sur la figure 38 nous avons représenté la variation avec l'énergie de la section efficace totale de photoproduction du méson π^o sur l'hydrogène. Cette section efficace est obtenue à partir des coefficients A, B, C :

$$\sigma_{tot} = \frac{4}{3} \pi \, (A-C)$$

A l'exception des résultats fournis par Highland (21), les différentes expériences donnent des valeurs relativement peu dispersées.

Il en est de même pour le rapport C/A (fig. 39) pour lequel les différentes expériences mesurent des valeurs comparables voisines de 0. 60.

Ce fait confirme la prédominance de la transition M_1 dans le domaine d'énergie de la première résonance. D'après Feld (42) une transition purement M_1 se traduirait par :

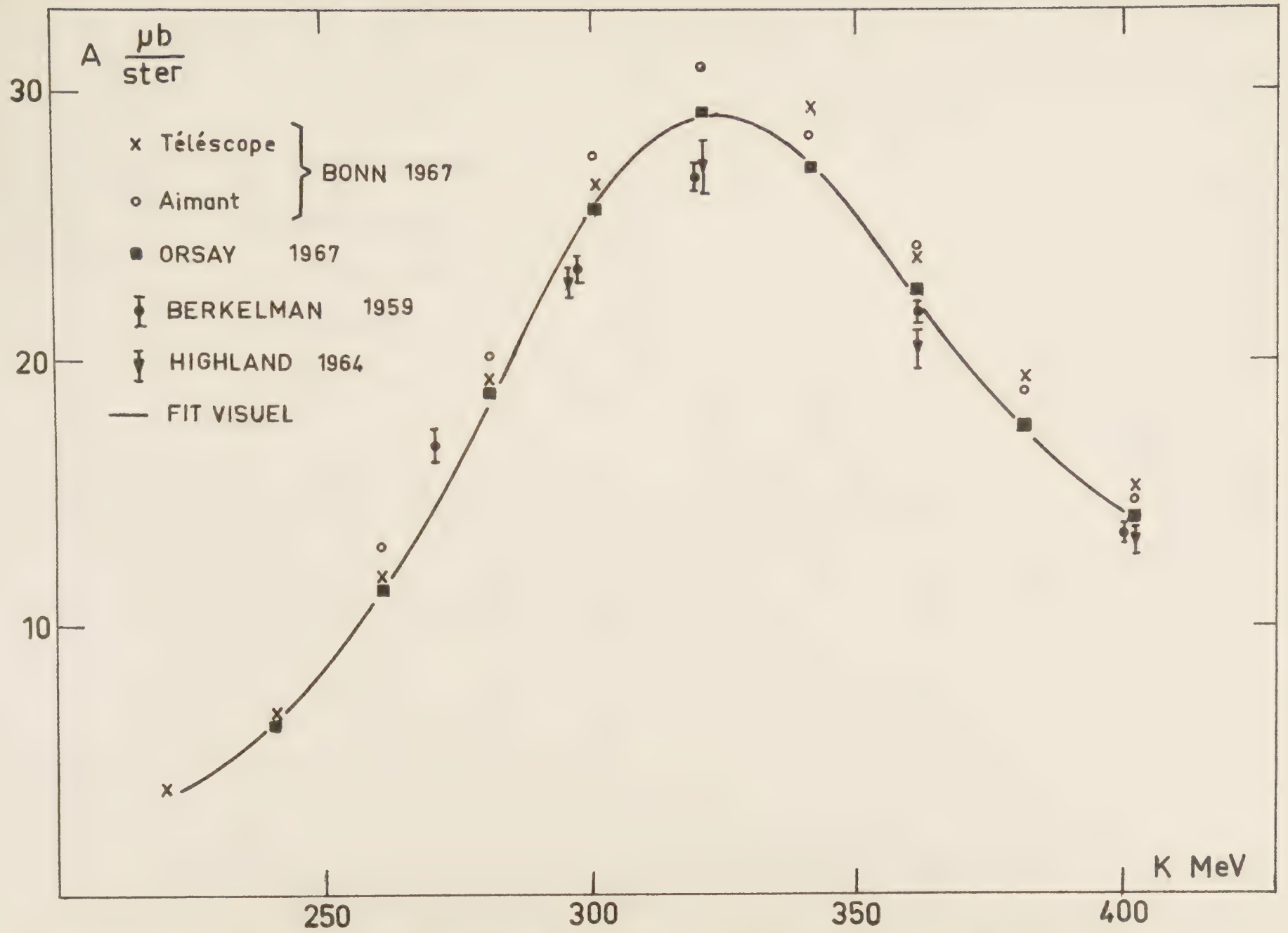
$$-\frac{C}{A} = 0.60$$

IV - G. Conclusion.

La comparaison des différents résultats expérimentaux à $\theta^* \neq 180^\circ$ met en évidence les écarts systématiques qui existent entre les mesures de laboratoires différents. La courbe d'excitation à $\theta^* = 90^\circ$ (fig. 20) résume cette situation : Les sections efficaces mesurées à Bonn (4) et (5) se situent systématiquement au dessus de toutes celles qui ont été mesurées dans d'autres laboratoires. Les sections efficaces que nous avons mesurées (à $\theta^* \neq 180^\circ$) sont assez souvent en accord avec celles de Bonn ; quand il y a désaccord elles se situent entre les valeurs mesurées à Bonn et les valeurs mesurées ailleurs (fig. 25 à 28), en favorisant les premières.

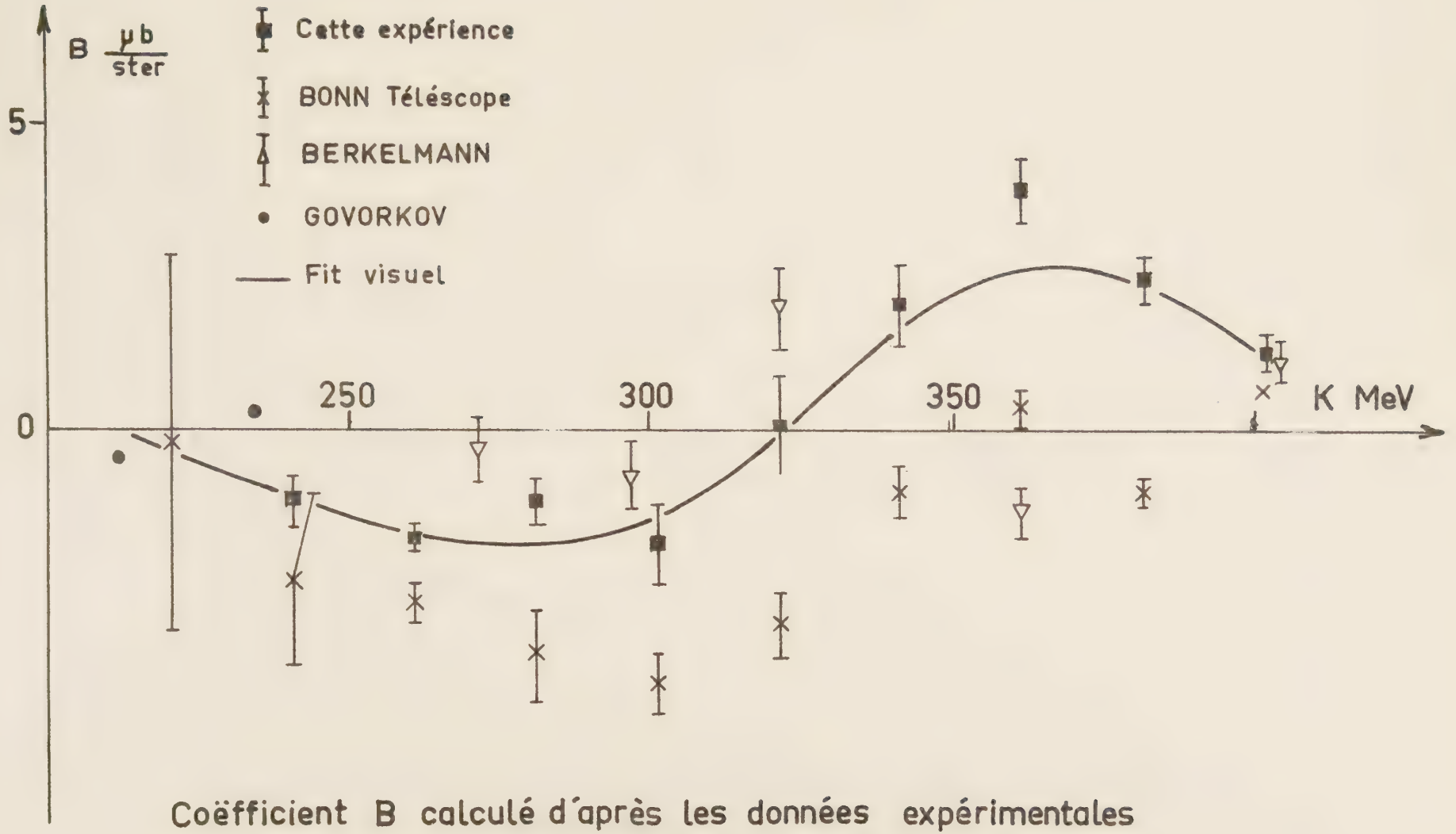
L'extrapolation de ces différents résultats à l'aide des coefficients A-B-C ne fait que reproduire cette situation à $\theta^* = 180^\circ$ (fig. 36).

La dispersion des mesures de cette expérience et de celles de Bonn Aimant est comparable à celle des mesures réalisées par les 2 groupes de Bonn (fig. 21).



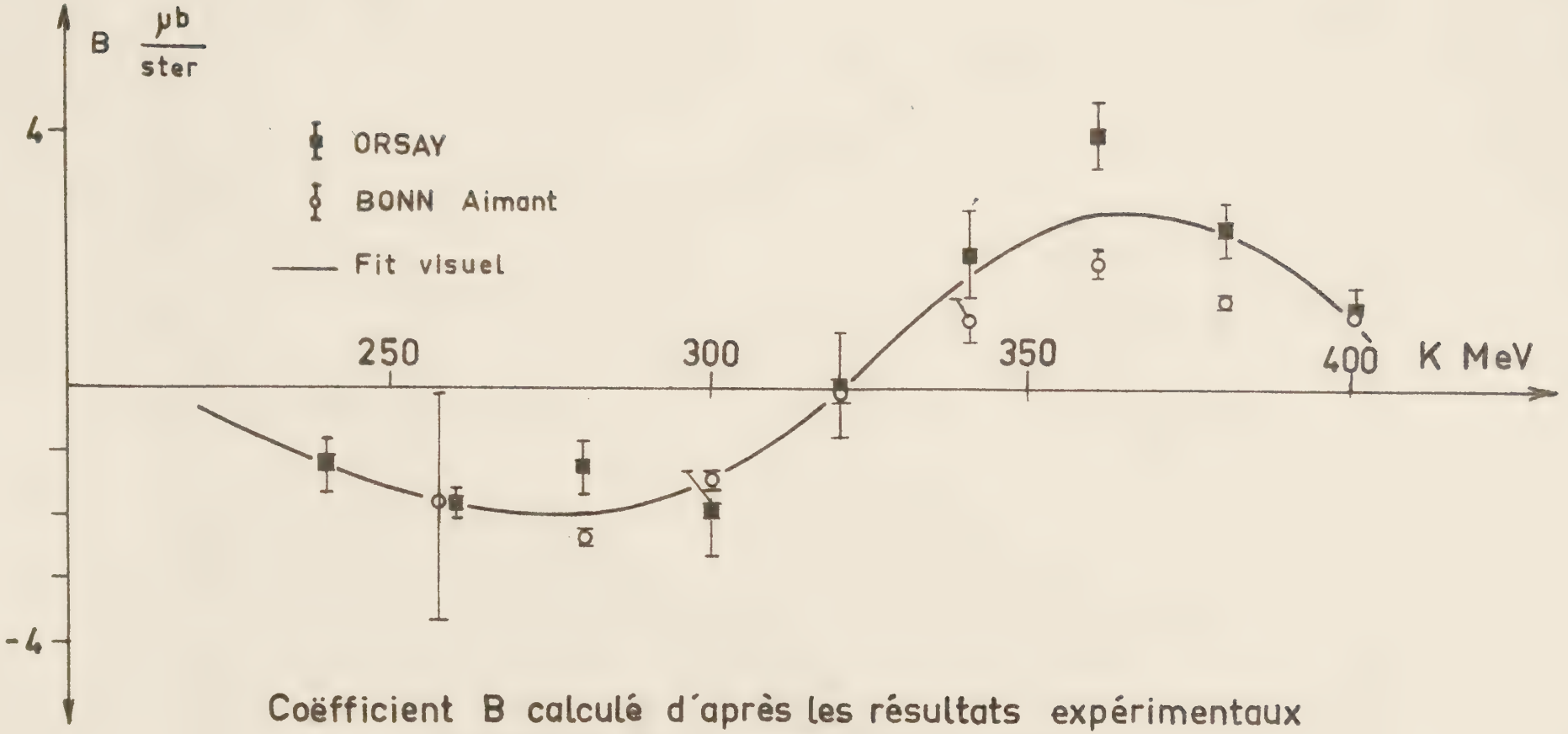
COEFFICIENT A CALCULÉ D'APRES LES RESULTATS EXPERIMENTAUX DE BONN-ORSAY-CORNELL

Fig. 30

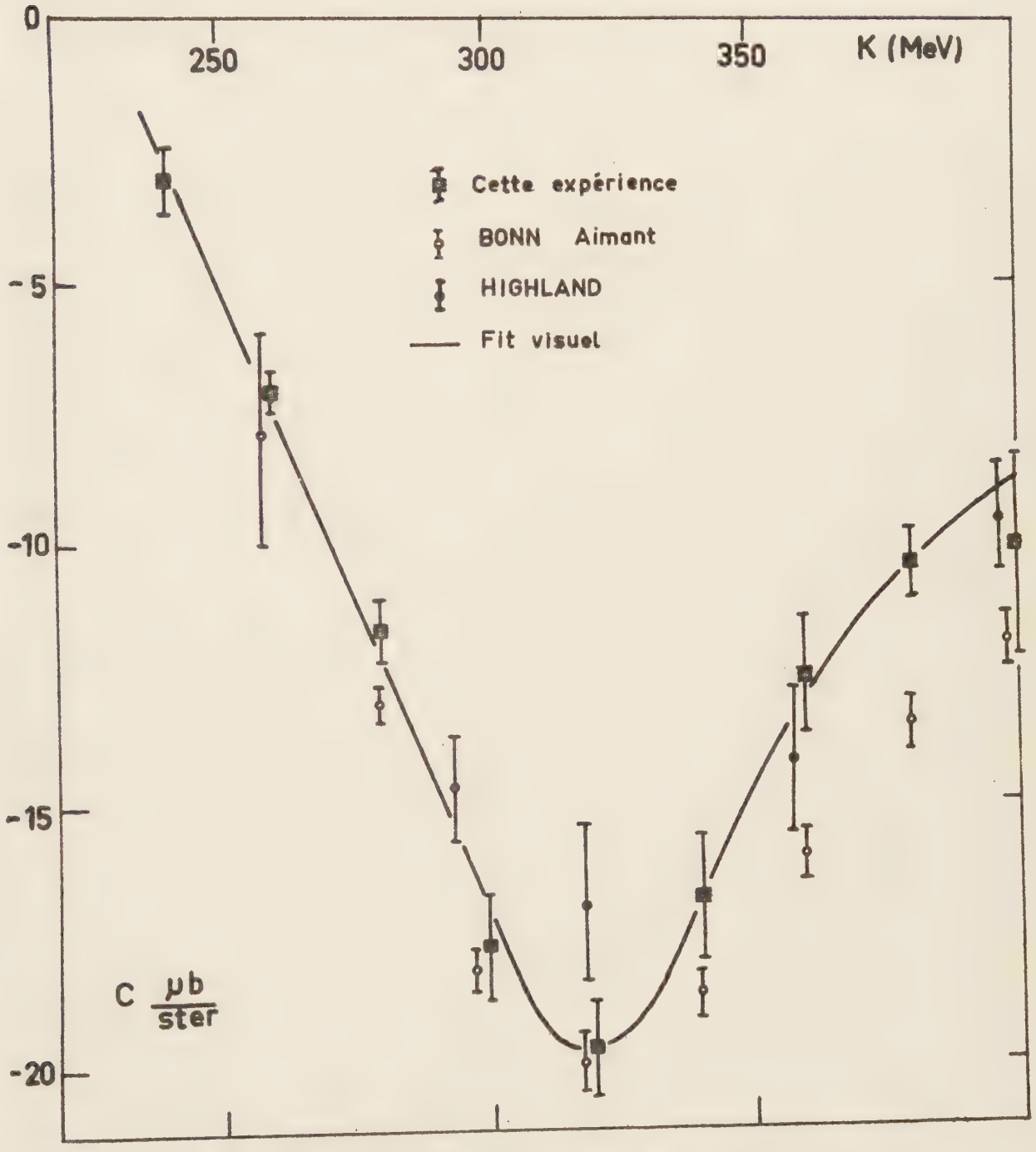


Coëfficient B calculé d'après les données expérimentales d'ORSAY - CORNELL - BONN

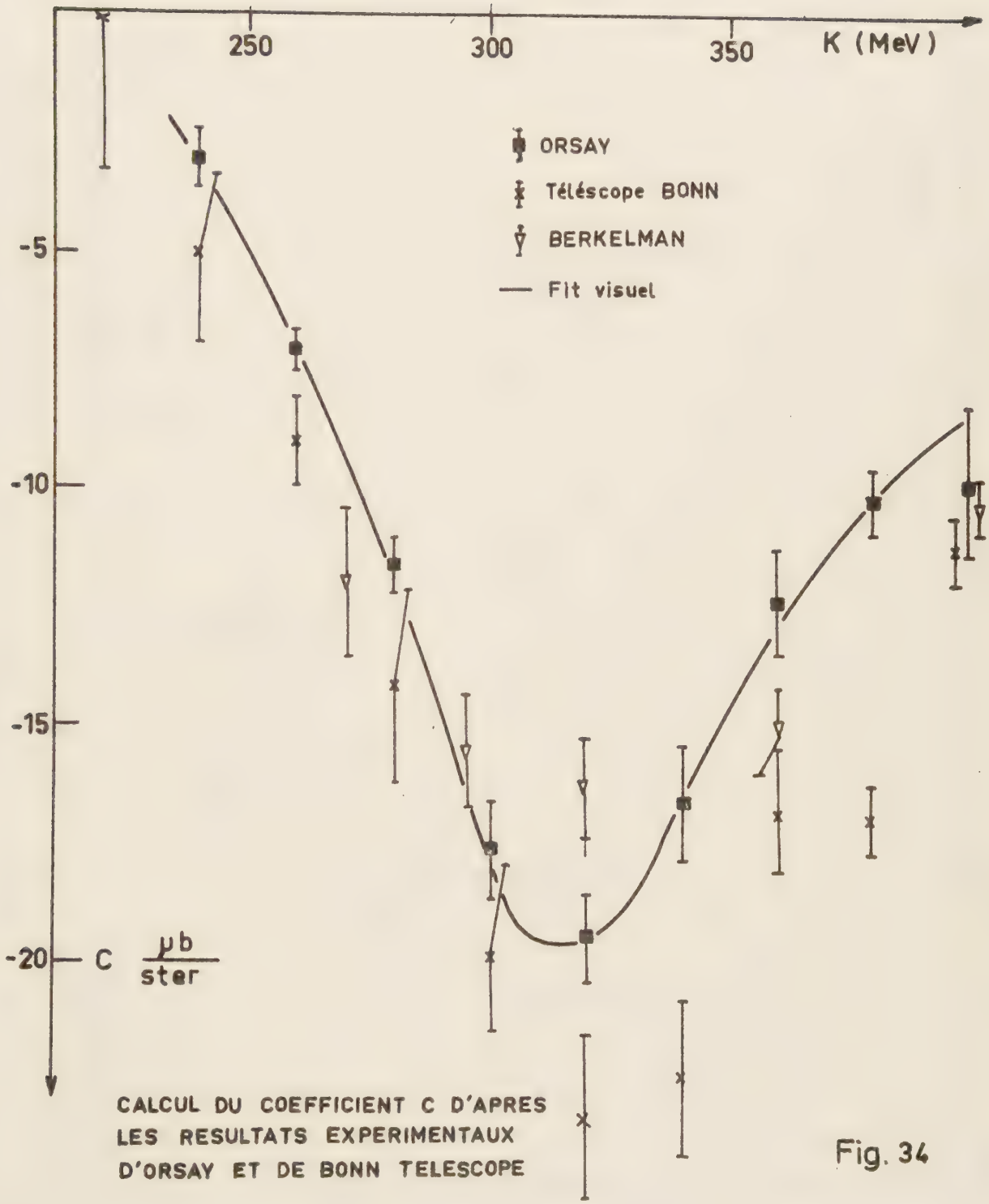
Fig. 31



Coëfficient B calculé d'après les résultats expérimentaux d'ORSAY et de BONN (Aimant) Fig.32

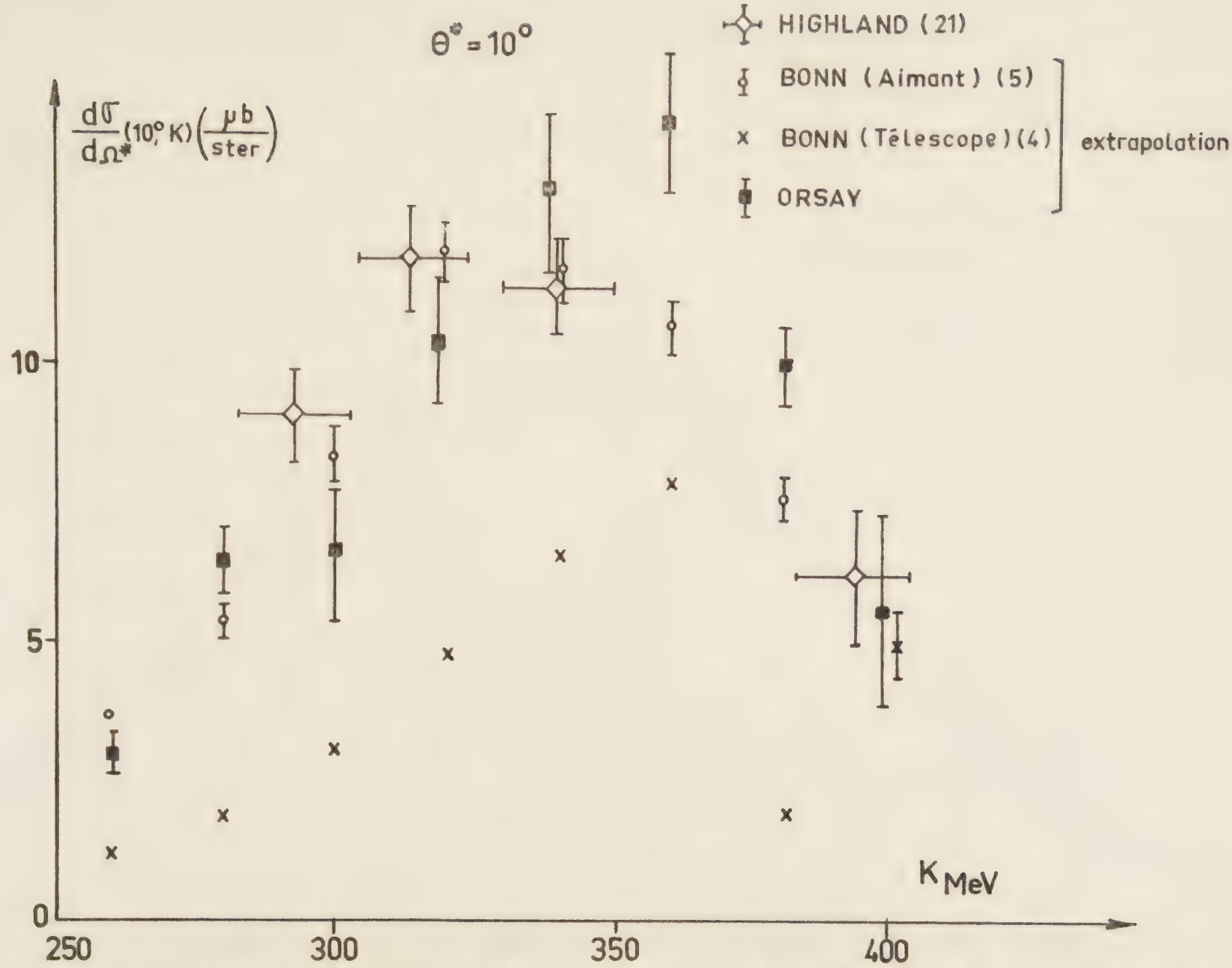


CALCUL DU COEFFICIENT C D'APRES LES DONNEES EXPERIMENTALES D'ORSAY ET BONN AIMANT Fig.33



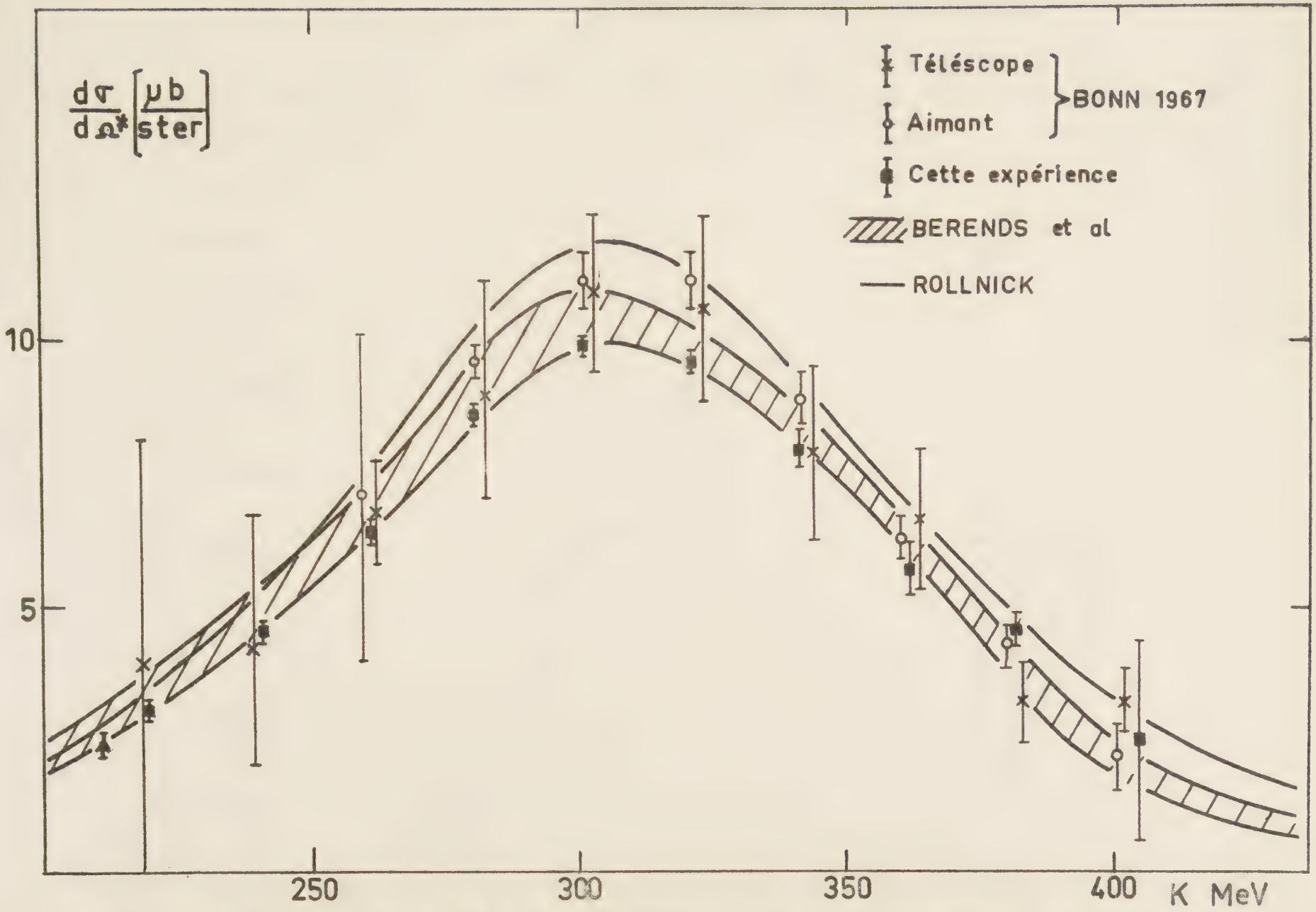
CALCUL DU COEFFICIENT C D'APRES LES RESULTATS EXPERIMENTAUX D'ORSAY ET DE BONN TELESCOPE

Fig. 34



COURBE D'EXCITATION A $\theta^* = 10°$ LES ERREURS SUR LES EXTRAPOLATIONS SONT STATISTIQUES

Fig. 35



COURBE D'EXCITATION A $\theta^* = 180°$ Comparaison des différents résultats expérimentaux aux approches théoriques de ROLLNICK et BERENDS Fig. 38

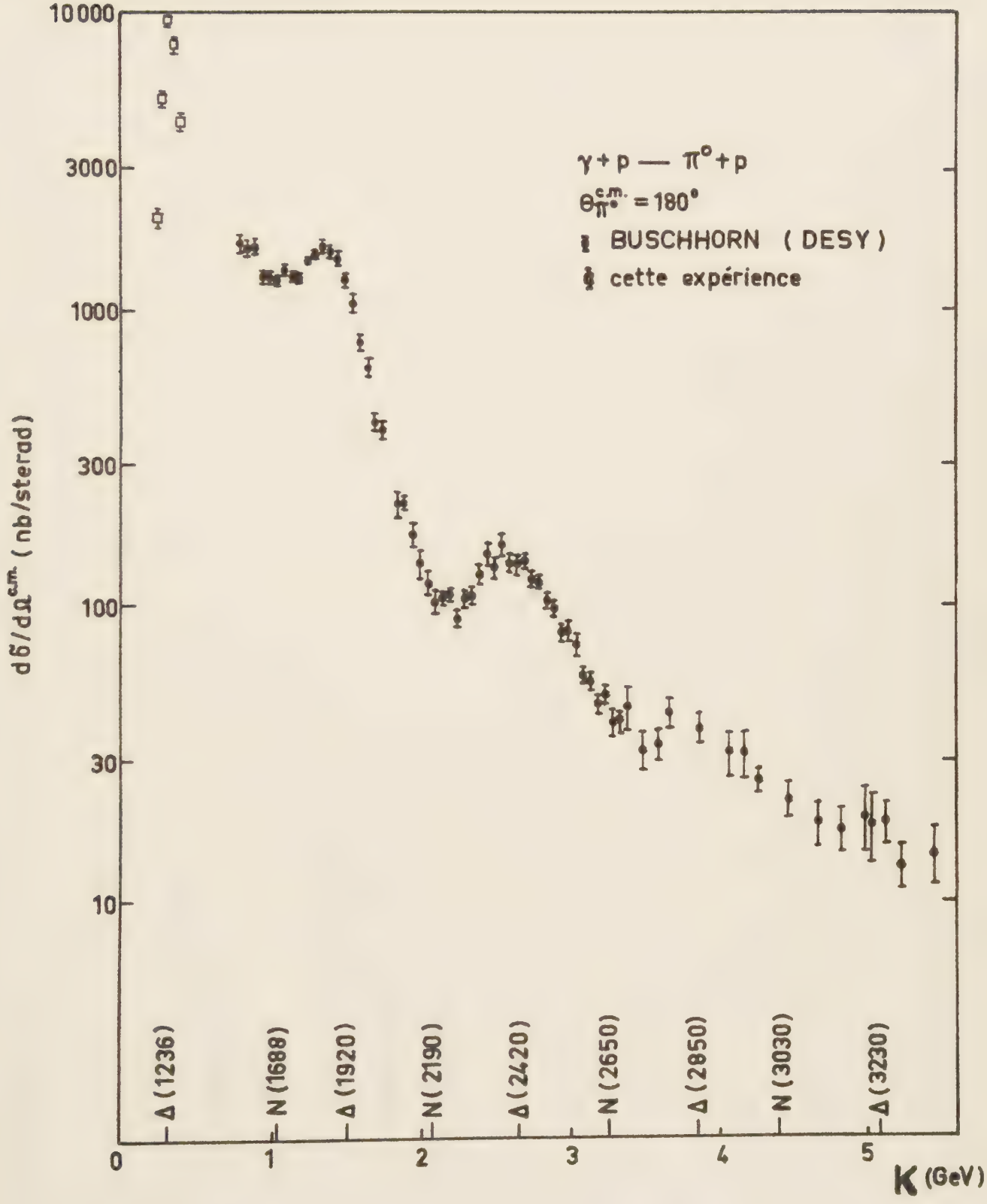
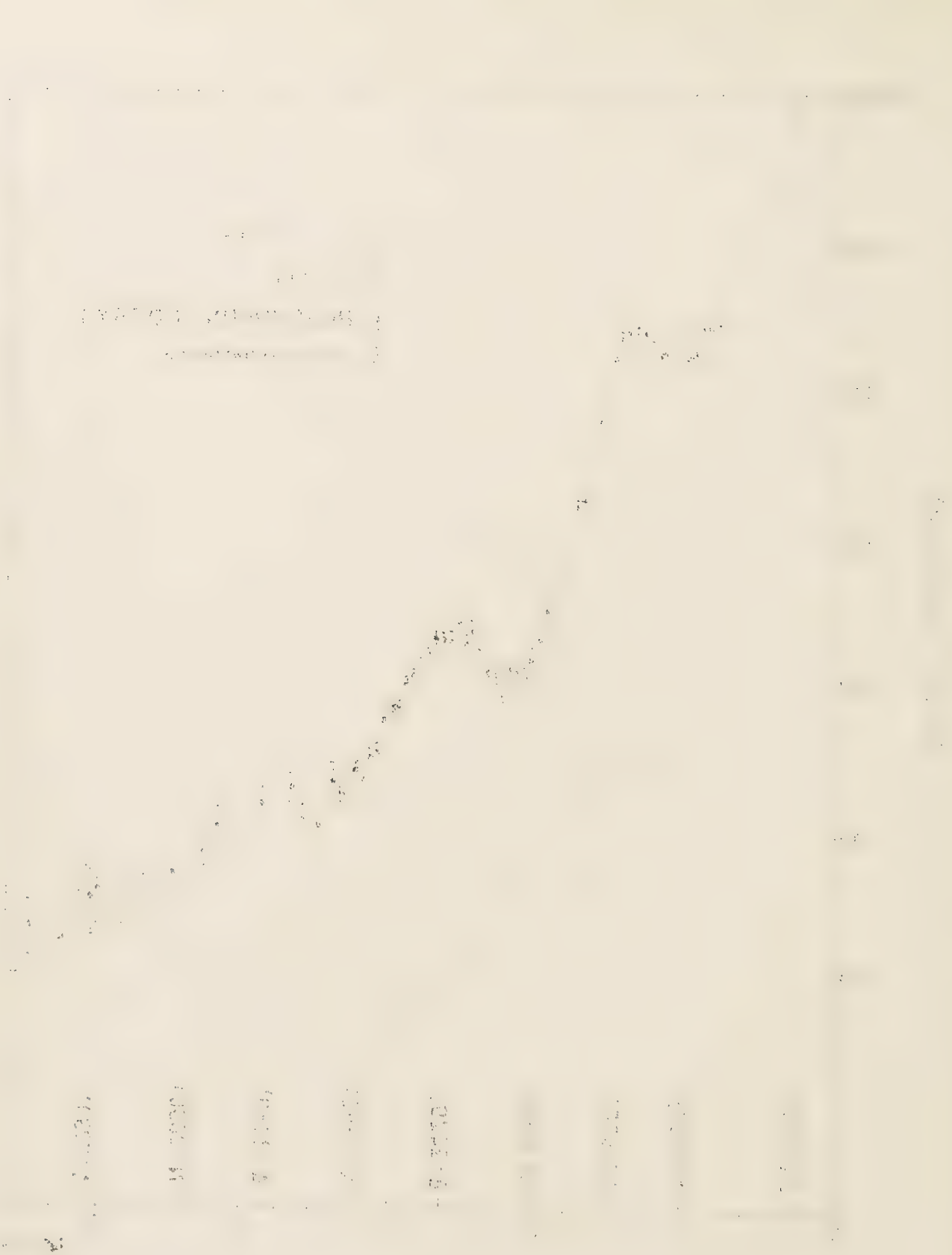
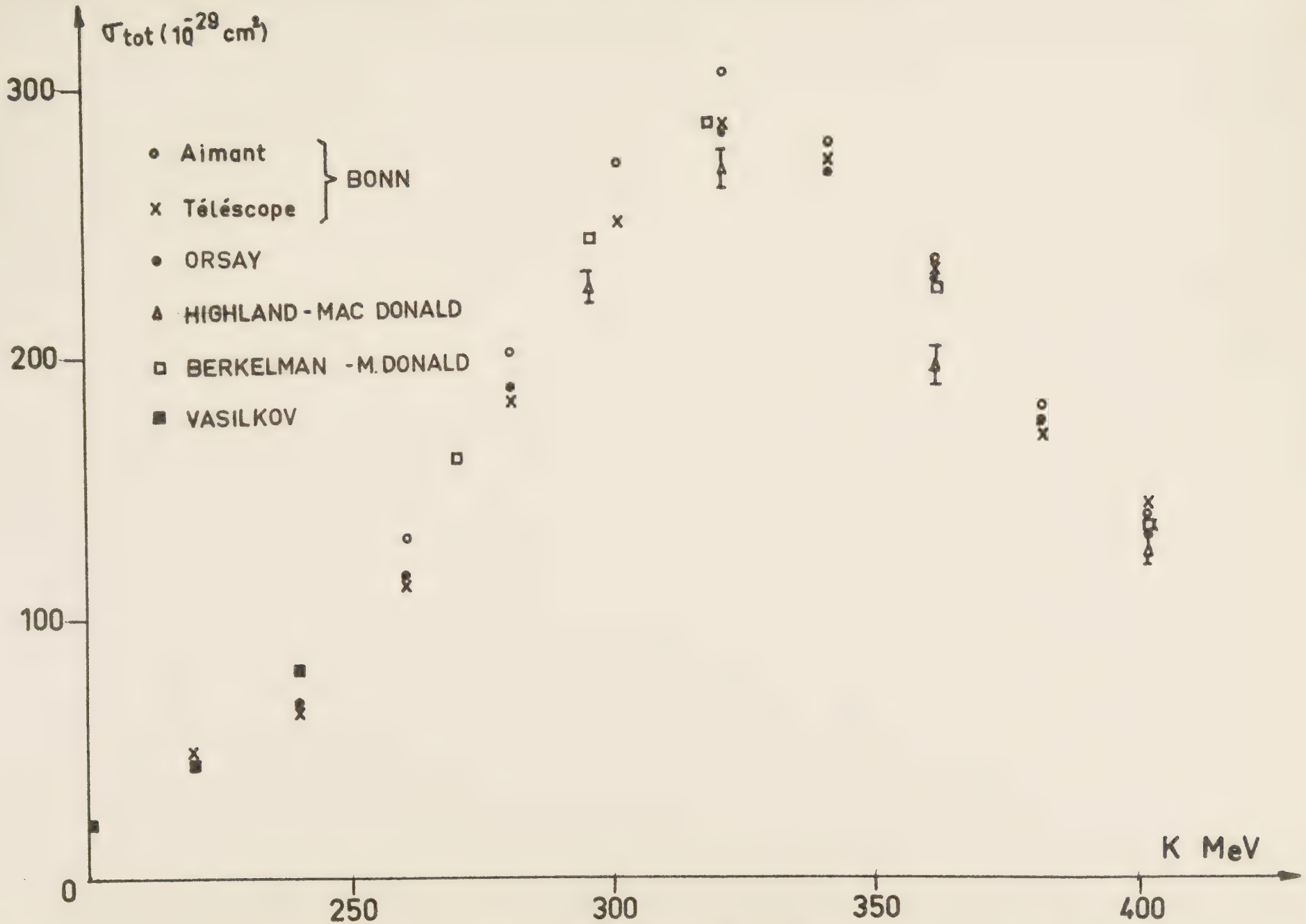
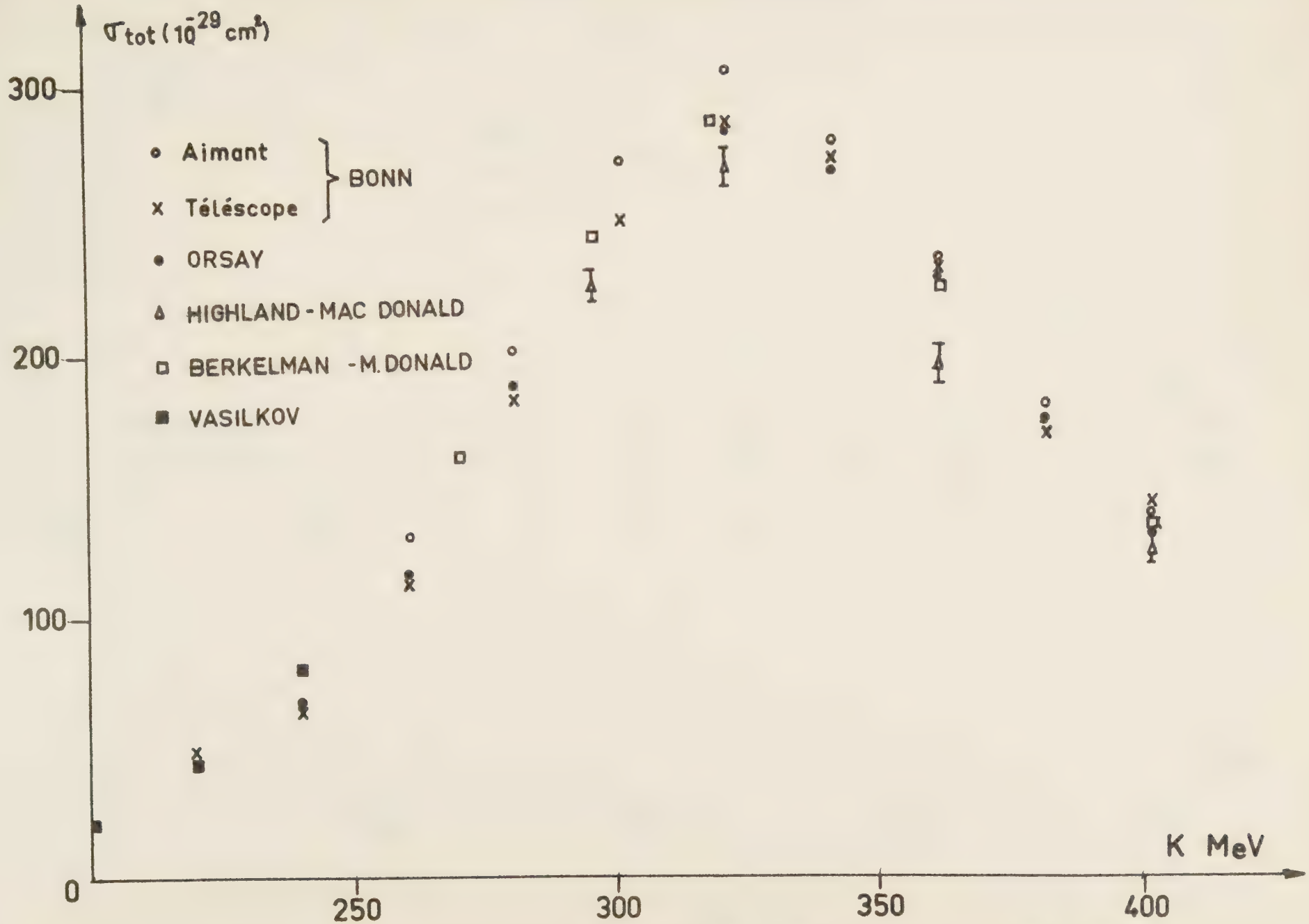

10000
3000
1000
300
100
30
10
dσ/dΩ^c.m. (nb/sterad)
γ + p — π° + p
θ_π°^c.m. = 180°
BUSCHHORN (DESY)
cette expérience
Δ (1236)
N (1688)
Δ (1920)
N (2190)
Δ (2420)
N (2650)
Δ (2850)
N (3030)
Δ (3230)
0
1
2
3
4
5
K (GeV)

Fig. 37





SECTION EFFICACE TOTALE Fig. 38



SECTION EFFICACE TOTALE Fig. 38

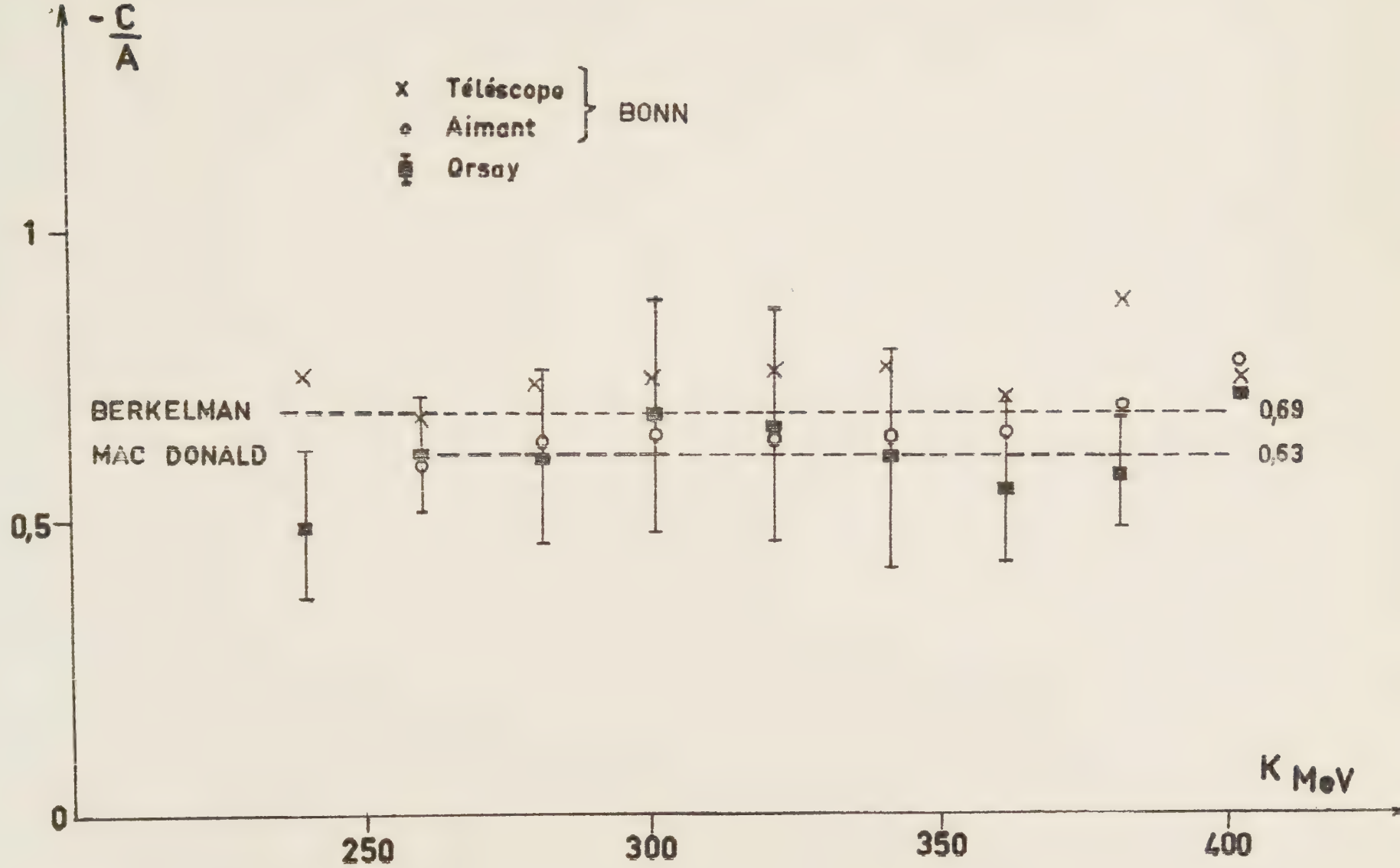
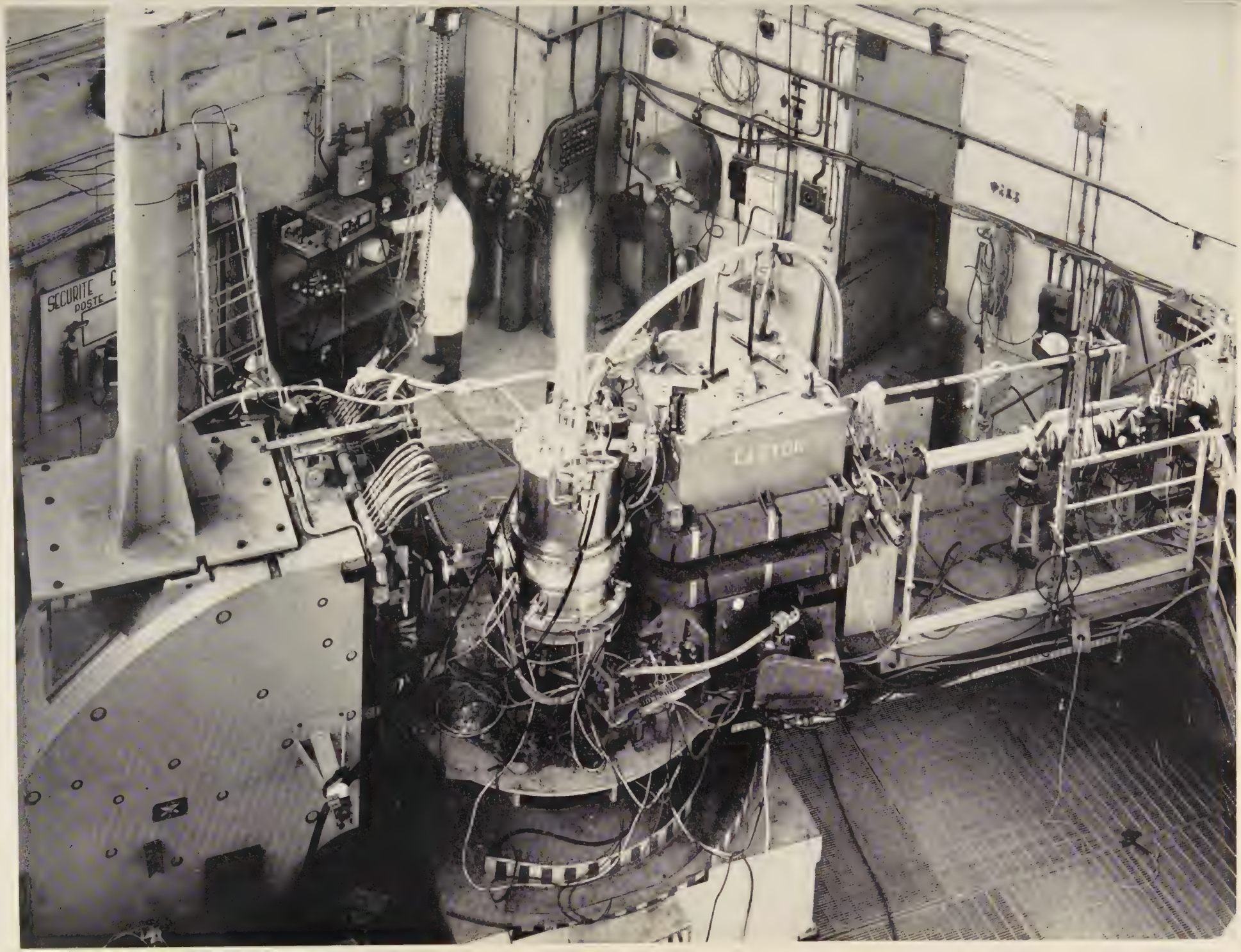

-C/A
x Téléscope
o Aimant
BONN
Orsay
1
0,5
0
BERKELMAN
MAC DONALD
0,69
0,63
K MeV
250
300
350
400
Rapport C/A

Fig.39

PHOTO DU MONTAGE EXPERIMENTAL POUR $\theta^* = 180^\circ$.


SECURITE
POSTE

V - THEORIE DE LA PHOTOPRODUCTION

V-A. Cinématique et relations de dispersion

V-B. Solution de Schmidt

V-C. Solution de Rollnick-Schwela

V-D. Solution de Berends et al.

V. THEORIE DE LA PHOTOPRODUCTION.

L'étude de la photoproduction du méson π sur le nucléon permet d'approfondir l'analyse des interactions "pion-nucléon". L'état final de cette réaction étant le siège d'une interaction forte entre le pion émis et le nucléon de recul, ce fait détermine le comportement général des sections efficaces de photoproduction.

La photoproduction du pion sur le nucléon, dans le domaine d'énergie de la première résonance, a fait l'objet d'études théoriques nombreuses et variées. Devant l'ampleur du sujet, nous limiterons notre étude aux initiatives les plus récentes, basées sur les relations de dispersion à moment tranféré, t, fixé.

Cette voie a été ouverte en 1957 par Chew-Low-Goldberger et Nambu (CGLN (8)) dans le cadre du modèle statique. Depuis, de nombreux auteurs ont repris ces travaux en s'attachant à réduire le nombre d'approximations effectuées par CGLN. C'est ainsi que Höhler et Dietz (43) ont prouvé l'importance des effets de recul et que Mac Kinley (44) a rendu la théorie relativiste. Toutes ces approches ont mis en évidence le rôle prépondérant joué par le multipole $M_{1+}^{3/2}$ et souligné l'importance des contributions des multipoles E_{0+} et E_{1+}.

Une voie un peu différente a été ouverte par Ball (9). Celui-ci effectue tout son calcul en termes d'amplitudes invariantes, et suppose que la partie imaginaire des relations de dispersion est bien approchée par le multipole $M_{1+}^{3/2}$ donné par CGLN. Les parties réelles des amplitudes sont alors fournies par les relations de dispersion à t fixé. Höhler et Schmidt (45), (3) ont approfondi cette étude en

corrigeant certaines erreurs et en comparant systématiquement leurs résultats aux données expérimentales.

Récemment, Schmidt (46), (47), (48) a amélioré les approches théoriques antérieures en tenant compte des contributions des parties imaginaires des multipôles $E_{o+}^{1/2,3/2}$. Nos mesures à $\theta^* = 180^\circ$ lui ont permis de faire une tentative d'estimation des contributions des multipoles M_{1+} et E_{1+}. Par ailleurs, Rollnick, Schwela et al. (11) donnent une nouvelle solution des relations de dispersion caractérisée par l'introduction de paramètres ajustables. Finalement, Berends et Donnachie (13) donnent une solution absolue, obtenue par la technique de transformations conformes.

Après avoir précisé les notations utilisées, nous comparerons nos résultats à $\theta^* = 180^\circ$ aux prédictions effectuées par Schmidt dans le cadre d'une première approximation. Les différences observées entre l'expérience et la théorie nous permettront de formuler des hypothèses sur l'origine de ces différences. Nous examinerons ensuite les approches théoriques les plus récentes à la lueur des hypothèses ainsi formulées.

V - A. Cinématique et Relations de dispersion.

a) cinématique.

Suivant les notations utilisées par CGLN (8) et Ball (9) nous appelerons P_1 et P_2 les quadrivecteurs des nucléons initial et final, K, Q les quadrivecteurs du photon et du pion. Dans ces conditions nous pouvons écrire les relations de conservation entre quadrivecteurs :

$$P_1 + K = P_2 + Q$$
$$P_1^2 = M^2 = P_2^2 , \qquad Q^2 = \mu^2, \qquad K^2 = 0$$

où M est la masse du nucléon, μ celle du pion.

Nous définissons les variables cinématiques s, t, u en écrivant :

$$s = (P_1 + K)^2 = (P_2 + Q)^2$$
$$t = (K - Q)^2 = (P_2 - P_1)^2$$
$$u = (K - P_2)^2 = (Q - P_1)^2$$
$$s + t + u = 2M^2 + \mu^2$$

Dans le système du centre de masse, les quadrivecteurs affectés aux différentes particules ont les composantes :

$$K = (k, \vec{k}) \qquad P_1 = (E_1, -\vec{k})$$
$$Q = (\omega_q, \vec{q}) \qquad P_2 = (E_2, -\vec{q})$$

θ^* est l'angle de diffusion défini par $\cos\theta^* = \dfrac{\vec{k}.\vec{q}}{|k.q|}$

Dans ces conditions :

$$s = W^2$$
$$t = \mu^2 - 2\omega_q k + 2kq\cos\theta^*$$
$$u = M^2 - 2E_2 k - 2kq\cos\theta^*$$

où W est l'énergie totale disponible dans le centre de masse.

b) Amplitudes de photoproduction.

Le développement de la matrice T en termes d'amplitudes invariantes de Lorentz et de jauge s'écrit :

$$T = \left[\frac{1}{2} i\gamma_5 F_{\mu\nu} \gamma_\mu \gamma_\nu\right] A_1(s,t,u) + \left[i\gamma_5 F_{\mu\nu}(P_{1\mu} + P_{2\mu}) Q_\nu\right] A_2(s,t,u)$$

$$+ \left[\gamma_5 F_{\mu\nu} \gamma_\mu Q_\nu\right] A_3(s,t,u) + \left[\gamma_5 F_{\mu\nu} \gamma_\mu (P_{1\nu} + P_{2\nu}) - iM\gamma_5 F_{\mu\nu} \gamma_\mu \gamma_\nu\right] A_4(s,t,u)$$

c'est à dire $$T = \sum_{i=1}^{4} M_i A_i(s,t,u)$$

avec $$F_{\mu\nu} = \varepsilon_\mu K_\nu - \varepsilon_\nu K_\mu$$

ε est la polarisation du photon

γ_μ sont les matrices de Dirac.

Dans l'espace du spin isotopique les amplitudes $A_i(s,t,u)$ se décomposent suivant la formule :

$$A_i(s,t,u) = A_i^{(+)}(s,t,u)\,\delta_{\alpha 3} + \frac{1}{2} A_i^{(-)}(s,t,u)\left[\tau_\alpha, \tau_3\right] + A_i^{(0)}(s,t,u)\,\tau_\alpha$$

α représente l'indice de charge du pion

$\tau_{1,2,3}$ sont les opérateurs de spin isotopique.

- Les amplitudes isovectorielles $A^{(+)}$ et $A^{(-)}$ sont reliées aux amplitudes propres de spin isotopique :

$$A^{(+)} = \frac{1}{3} A^{1/2} + \frac{2}{3} A^{3/2}$$

$$A^{(-)} = \frac{1}{3} A^{1/2} - \frac{1}{3} A^{3/2}$$

- Les amplitudes isoscalaires $A^{(0)}$ ne contribuent qu'aux états de spin isotopique $\frac{1}{2}$.

Pour la photoproduction du π^o, nous aurons donc :

$$A = A^{(+)} + A^{(0)}$$

c) Relations de dispersion à t fixé.

J. Ball (9) a montré que les douze amplitudes scalaires ainsi obtenues obéissaient aux relations de dispersion à t fixé :

$$\mathrm{Re}A_i^{(\pm,0)}(s,t,u) = R_i^{(\pm,0)}(t) \left[\frac{1}{M^2-s} + e_i^{(\pm,0)} \frac{1}{M^2-u} \right]$$

$$+ \frac{1}{\pi} \int_{(M+\mu)^2}^{\infty} ds' \, \mathrm{Im}\, A_i^{(\pm,0)}(s',t) \left[\frac{1}{s'-s} + e_i^{(\pm,0)} \frac{1}{s'-u} \right] \qquad (1)$$

Les $e_i^{(\pm,0)}$ sont donnés par la symétrie de croisement :

$$e_i^{(\pm,0)} = +1 \qquad e_i^{(-)} = -1 \qquad i = 1, 2, 4$$
$$e_3^{(+,0)} = -1 \qquad e_3^{(-)} = +1$$

Les termes polaires sont les contributions des termes de Born (échange d'un nucléon ou d'un pion).

d) Décomposition multipolaire des amplitudes.

Dans le but d'utiliser les propriétés des moments angulaires, on exprime l'élément de matrice dans le centre de masse du système π Nucléon en termes de matrices de Pauli :

$$u(p_2) \sum_{i=1}^{4} A_i M_i \, u(p_1) = \chi_f \mathcal{F} \chi_i$$

avec $\mathcal{F} = i\sigma.\hat{a}\, \mathcal{F}_1 + \sigma.\hat{q}\sigma.\hat{k}\wedge\hat{a}\, \mathcal{F}_2 + i\sigma.\hat{k}\, \hat{q}.\hat{a}\, \mathcal{F}_3 + i\sigma.\hat{q}.\hat{q}.\hat{a}\, \mathcal{F}_4$

avec $\hat{x} = \frac{\vec{x}}{|x|}$ et $a = \mathcal{E} - \frac{K\mathcal{E}_o}{k}$

$$\mathcal{F}_i = f(A_i), \qquad A_i = g(\mathcal{F}_i)$$

Les amplitudes $\mathcal{F}_i$ sont les amplitudes propres de photoproduction. Elles peuvent être décomposées suivant les états de moment angulaire du système "pion nucléon". Les différentes composantes sont notées $E_{l\pm}$, $M_{l\pm}$ suivant qu'elles sont induites par des transitions électrique ou magnétique qui conduisent à des états "pion nucléon" de moment angulaire orbital l et de moment angulaire total $j = l \pm 1/2$. Ces développements multipolaires sont du type :

$$\mathcal{F}_1 = \sum_{l=0}^{\infty} \left[l\, M_{l+} + E_{l+} \right] P'_{l+1}(x) + \left[(l+1) M_{l-} + E_{l-} \right] P'_{l-1}(x)$$

avec $x = \cos \theta^*$

$P_l(x)$ polynôme de Legendre d'ordre l

Dans le tableau ci dessous nous avons représenté les multipoles ($l \leq 2$) permis par les règles de sélection :

TABLEAU IX

Multipole	état final permis $l=2$					
dipolaire électrique	$S_1(E_{0+})$			$D_3(E_{2-})$		
dipolaire magnétique		$P_1(M_{1-})$	$P_3(M_{1+})$			
quadrupolaire électrique			$P_3(E_{1+})$			$F_5(E_{3-})$
quadrupolaire magnétique				$D_3(M_{2-})$	$D_5(M_{2+})$	
octupolaire électrique					$D_5(E_{2+})$	

J. Ball (9) a inversé ces relations. C'est ainsi que par exemple :

$$E_{\ell+} = \frac{1}{2(\ell+1)} \int_{-1}^{+1} dx \left\{ \tilde{F}_1 P_\ell(x) - \tilde{F}_2 P_{\ell+1}(x) + \tilde{F}_3 \frac{\ell (P_{\ell-1}(x) - P_{\ell+1}(x))}{(2\ell+1)} + \tilde{F}_4 \frac{(\ell+1)(P_\ell(x) - P_{\ell+2}(x))}{(2\ell+3)} \right\}$$

connaissant les relations $\tilde{F}_i = f(A_i)$ il obtient les relations $E_{\ell+} = g(A_i)$

e) Relations de dispersion pour les transitions multipolaires.

En appliquant les relations de dispersion à ces projections, on obtient un système d'équations intégrales pour les multipoles. Ces équations sont du type :

$$\mathrm{Re}\, M_i^{(\pm,0)}(W) = M_i^{(\pm,0)\mathrm{Born}}(W) + \frac{1}{\pi} \int_{\mu}^{\infty} dW' \left\{ \frac{f_i^{(\pm 0)}(W,W')\, \mathrm{Im}\, M_i^{(\pm,0)}(W')}{W'-W} + \sum_j K_{ij}^{(\pm,0)}(W,W')\, \mathrm{Im}\, M_j^{(\pm,0)}(W') \right\} \qquad (2)$$

$M_i(W)$ représente l'une quelconque des transitions multipolaires, multipliée par une facteur cinématique.

$K_{ij}(W,W')$ et $f(W,W')$ sont des fonctions régulières.

En principe la sommation sur j est infinie. En pratique on ne considère qu'un nombre limité de transitions.

Pour résoudre ce système d'équations, il faudrait connaître les parties imaginaires des amplitudes de transition dans la région physique. Dans le domaine de validité du théorème de Watson, chaque phase est donnée par le déphasage correspondant de la diffusion pion nucléon. Si ces déphasages étaient connus jusqu'à des énergies infinies et si le théorème de Watson était indépendant de l'énergie, la solution du système d'équations serait possible sans approximation. Les déphasages pion nucléon n'étant connus que jusqu'à 1 GeV, et le théorème de Watson n'étant applicable que dans le domaine d'énergie de la première résonance, la solution du système d'équations dépendra étroitement des hypothèses faites sur le comportement des déphasages à haute énergie. Ces considérations limitent le domaine d'application de cette théorie à des énergies inférieures à 450 MeV.

f) Expression de la section efficace de photoproduction du π^o.

Nous avons :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} = \frac{q}{k} |\langle \psi_f | \tilde{\mathcal{T}} | \psi_i \rangle|^2$$

Si l'on exprime l'amplitude propre $\tilde{T}$ en termes de multipoles, nous obtenons à $\theta^* = 180^\circ$.

$$\frac{k}{q} \frac{d\sigma}{d\Omega}(k, 180^\circ) = |E_{o+} + M_{1-} - M_{1+} - 3E_{1+} + E_{2-} - 3M_{2-} + 6E_{2+} + 3M_{2+} + \ldots)^2$$

Le domaine de validité de la théorie étant limité à des énergies inférieures à 450 MeV, les développements multipolaires ont été pris jusqu'à $l = 2$

Le tableau ci dessous donne les valeurs numériques de ces différents multipoles lorsque k = 400 MeV.

TABLEAU X

multipole	$R_e M_{l\pm}$	$I_m M_{l\pm}$
E_{o+}	- 0,40	0,38
M_{1-}	- 0,54	0,06
E_{1+}	0,01	-0,01
M_{1+}	- 1,06	1,33
E_{2-}	- 0,14	0,00
M_2	0,00	0,00

Valeurs numériques des différents multipoles calculés par Schmidt dans le cadre de la "première approximation" à k = 400 MeV.

V. - B. Solution de Schmidt.

C'est dans ce contexte que Schmidt (46) a donné une interprétation théorique de nos résultats expérimentaux à $\theta^* = 180^\circ$. La comparaison de nos résultats à des valeurs théoriques calculées en première approximation lui a permis de faire des hypothèses sur les indéterminations provenant des paramètres inconnus à haute énergie.

a) Calcul des sections efficaces en "première approximation".

Cette première approximation est une version améliorée des approches théoriques antérieures effectuées par Schmidt (3), (40). Dans ce calcul :

1. Tous les multipoles j = 1/2, 3/2 à l'exception de $E_{1+}^{3/2}$ remplissent la condition d'unitarité.
2. La contribution dispersive tient compte des parties imaginaires de $E_{0+}^{1/2}$ et $E_{0+}^{3/2}$

En pratique, ceci signifie :

α) que le multipole résonant $M_{1+}^{3/2}$ est toujours approchée par la formule de CGLN (8)

$$M_{1+}^{3/2} = (M_{1+}^{3/2})_{\mu} = \frac{\mu_v}{f} \frac{k}{q} \frac{e^{i\delta_{1+}^{3/2}} \sin \delta_{1+}^{3/2}}{q}$$

avec $\mu_v = \frac{1}{2}(g'_p + 1 - g_N) \frac{e}{2M}$ (moment magnétique isovectoriel total)

$f^2 = 0.080$ (constante de couplage π Nucléon)

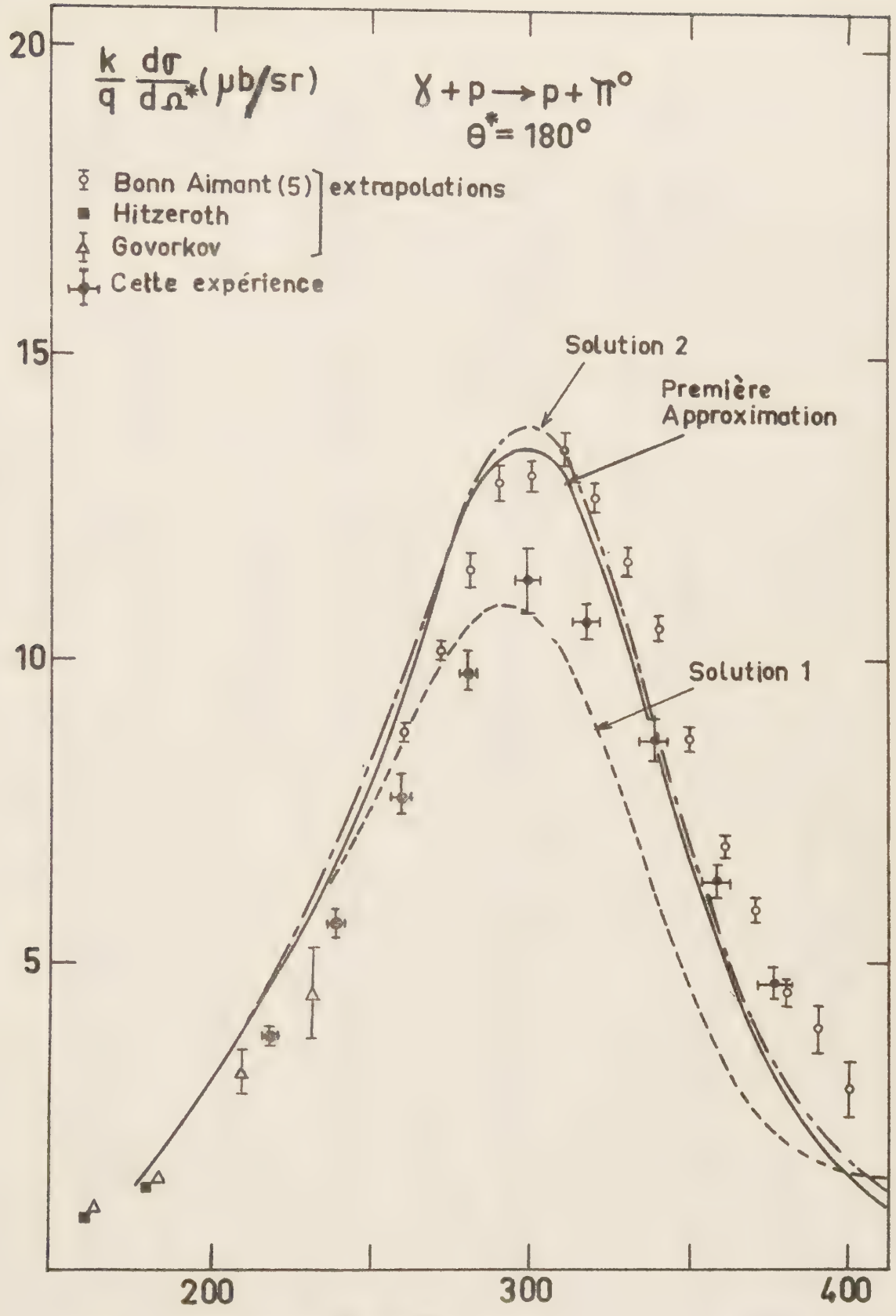
$\delta_{l\pm}^{I}$ (déphasage pion nucléon pour un état d'isospin I et de moment angulaire total $l \pm 1/2$)

β) que les parties imaginaires des multipoles $E_{0+}^{1/2, 3/2}$ sont données par le théorème de Watson :

$$\mathrm{Im}\, M_{l\pm}^{I} = R_e M_{l\pm}^{I} \, \mathrm{tg}\, \delta_{l\pm}^{I} \qquad (3)$$

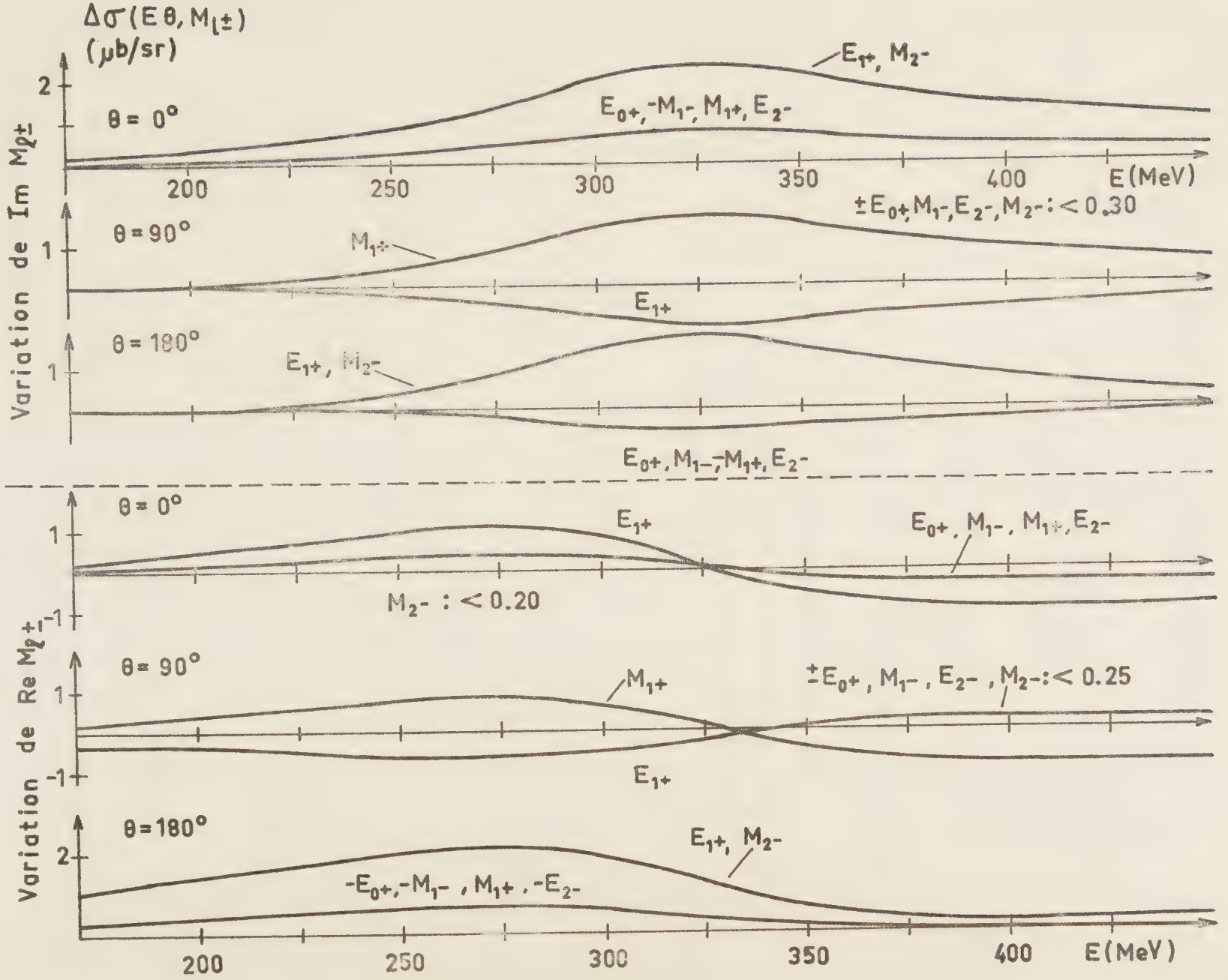
et que les parties réelles sont calculées à partir de relations de dispersion du type (2), dans lesquelles la partie imaginaire est approchée par le seul multipole $\mathrm{Im}\, M_{1+}^{3/2}(\omega)$.

γ) Le théorème de Watson ne s'applique pas à $E_{1+}^{3/2}$ dont la partie réelle est non nulle à la résonance. Dans le cadre de la première approximation Schmidt pose donc $\mathrm{Im}\, E_{1+}^{3/2} = 0$.



Courbe d'éxcitation à $\theta^* = 180°$ et calculs théoriques de SCHMIDT

Fig.40


Δσ(Eθ, M_l±)
(μb/sr)
Variation de Im Mℓ±
θ = 0°
E_1+, M_2-
E_0+, -M_1-, M_1+, E_2-
θ = 90°
±E_0+, M_1-, E_2-, M_2- : < 0.30
M_1+
E_1+
θ = 180°
E_1+, M_2-
E_0+, M_1-, -M_1+, E_2-
θ = 0°
E_1+
E_0+, M_1-, M_1+, E_2-
M_2- : < 0.20
Variation de Re Mℓ±
θ = 90°
M_1+
±E_0+, M_1-, E_2-, M_2- : < 0.25
E_1+
θ = 180°
E_1+, M_2-
-E_0+, -M_1-, M_1+, -E_2-
200
250
300
350
400
E(MeV)

b) Analyse des différences entre l'expérience et la théorie à $\theta^* = 180^\circ$.

Connaissant la section efficace théorique en première approximation, $\frac{d\sigma}{d\Omega}(k, \theta^*)\Big|_{théor}$, on a calculé la différence :

$$\Delta_{exp}(k) = \frac{k}{q}\left\{\frac{d\sigma}{d\Omega}(k, 180^\circ)\Big|_{exp} - \frac{d\sigma}{d\Omega}(k, 180^\circ)\Big|_{théor.}\right\}$$

Cette différence $\Delta_{exp}(k)$ varie avec l'énergie k, elle est maximum vers les basses énergies (fig. 40).

Dans le but de situer les multipoles susceptibles d'expliquer cette situation, Schmidt calcule la différence entre la section efficace en première approximationet la section efficace obtenue en modifiant légèrement l'un des multipoles, $\frac{d\sigma}{d\Omega}(k, \theta^*)\Big|^{*}_{théor}$

En effectuant cette analyse à différents angles $\theta^*(0^\circ, 90^\circ, 180^\circ)$ il parvient à mettre en évidence les multipoles pour lesquels les modifications ΔM_{l+} agissent à 180° sans trop perturber les résultats aux autres angles.

Les résultats de cette analyse sont représentés graphiquement sur la figure (41). La différence $\Delta\sigma(k, \theta^*, \Delta M_{l+})$ est sensible aux petites variations introduites dans les multipoles $l = 0$ ou 1. Parmi ceux-ci, E_{1+} joue un rôle prépondérant à $\theta^* = 0^\circ$ et 180°. On peut donc supposer que E_{1+}, et plus spécialement $E^{3/2}_{1+}$ se trouve à l'origine des différences $\Delta_{exp}(k, 180^\circ)$. Néanmoins, la seule modification de E_{1+} détruit l'accord à $\theta^* = 90^\circ$. Cet accord est restauré par une modification de M_{1+}.

La figure 41 met en évidence le fait que les contributions apportées par les corrections de E_{1+}, M_{1+} s'ajoutent à $\theta^* = 180^\circ$, alors qu'elles se compensent à $\theta^* = 90^\circ$. On s'attend donc à ce que les différences $\Delta_{exp}(k, 180)$ soient expliquées par des corrections sur les multipoles E_{1+}, M_{1+} et

plus spécialement sur les composantes de ces multipoles conduisant à la résonance P_{33}.

c) solution élaborée.

Comme nous l'avons déjà signalé, les différentes solutions apportées à la résolution du système d'équations intégrales (2) issu des relations de dispersion se distinguent essentiellement par les approximations faites sur les quantités présentes à haute énergie. Ce problème a été abordé par Schmidt et Engels (47) avec l'hypothèse que le comportement à basse énergie des amplitudes multipolaires pouvait être séparé du comportement à haute énergie par l'introduction d'un paramètre de cutof W_λ. La valeur de ce paramètre étant choisie de telle sorte que les contributions à haute énergie ($W \gg W_\lambda \gg W_R$) soient négligeables. W_R est l'énergie correspondant à la seconde résonance "π Nucléon" : N (1518).

Dans le cadre de cette théorie et d'après les résultats de l'étude précédente, on s'attend à ce que les prédictions relatives aux multipoles $M_{1+}^{3/2}$, $E_{1+}^{3/2}$ dépendent étroitement du comportement à haute énergie des termes inhomogènes des équations intégrales. Schmidt et Schwidersky (48) ont montré que la première et la seconde résonance contribuent fortement au terme inhomogène lorsque l'énergie augmente : les effets de la seconde résonance n'étant pas connus et les développements multipolaires étant limités à $\ell = 2$ toute prédiction sur le terme inhomogène devient douteuse. Ces arguments arrêtent donc toute spéculation d'ordre purement théorique sur l'importance des multipoles $E_{1+}^{3/2}$, $M_{1+}^{3/2}$.

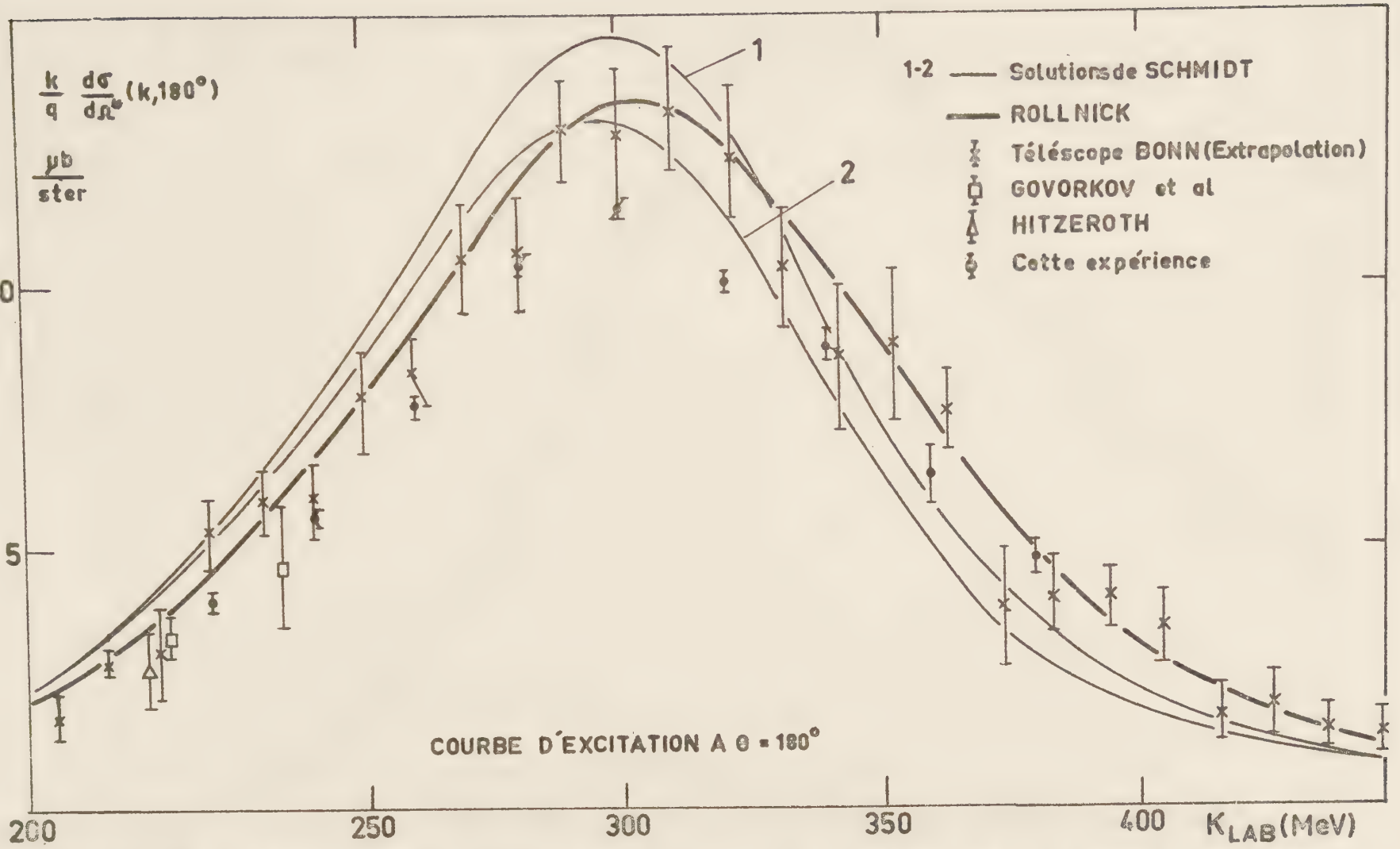
Devant cette situation, Schmidt (46) considère les 2 termes inhomogènes des multipoles résonants, pris à $W = W_\lambda$, comme des paramètres libres dont les valeurs doivent être déterminées par comparaison avec l'expérience. Sur la figure 40 nous avons représenté les deux solutions obtenues à $\theta^* = 180^\circ$ par comparaison aux résultats expérimentaux à k = 300 MeV.

La solution (1) est obtenue en ajustant les paramètres sur les
Mesures d'Orsay à $\theta^* = 180^\circ$ et de Bonn à $\theta^* = 90^\circ$ (5)
et la solution (2) sur les Mesures de Bonn extrapolées à $\theta^* = 180^\circ$ (5) et
les Mesures de Bonn à $\theta^* = 90^\circ$

Ces différentes solutions représentent assez mal la courbe d'excitation observée à $\theta^* = 180^\circ$. Il ne suffit donc pas d'agir sur les seuls multipoles résonants pour expliquer les résultats expérimentaux à $\theta^* = 180^\circ$. La théorie de la première résonance ne fournissant pas de prédiction absolue, il n'est pas possible de faire des hypothèses sur l'effet des autres multipoles à partir de la seule courbe d'excitation à $\theta^* = 180^\circ$. Toutefois, il faut noter que la différence observée entre l'expérience et la théorie se trouve dans la limite des erreurs possibles sur les multipoles j = 1/2, 3/2.

Les courbes d'excitation calculées à $\theta^* = 90^\circ$ sont évidemment très compatibles avec les mesures de Bonn (4) et (5). Elles sont en bon accord avec nos mesures lorsque $k \leqslant 300$ MeV. Au dela de cette énergie, les valeurs théoriques sont en général supérieures aux valeurs de Bonn qui sont elles mêmes supérieures à celles que nous avons mesurées (fig. 43).

Les valeurs des paramètres libres fixées par la comparaison avec l'expérience sont représentés sur le tableau ci dessous. Entre parenthèses figurent les valeurs de ces paramètres attendues à partir du développement en onde partielles. Nous avons également représenté les valeurs de $\mathrm{Im}M_{1+}^{3/2}(W_R)$ et du rapport $E_{1+}^{3/2}(W_R)/M_{1+}^{3}(W_R)$.



COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX AUX APPROCHES THEORIQUES DE SCHMIDT ET ROLLNICK

Fig. 42

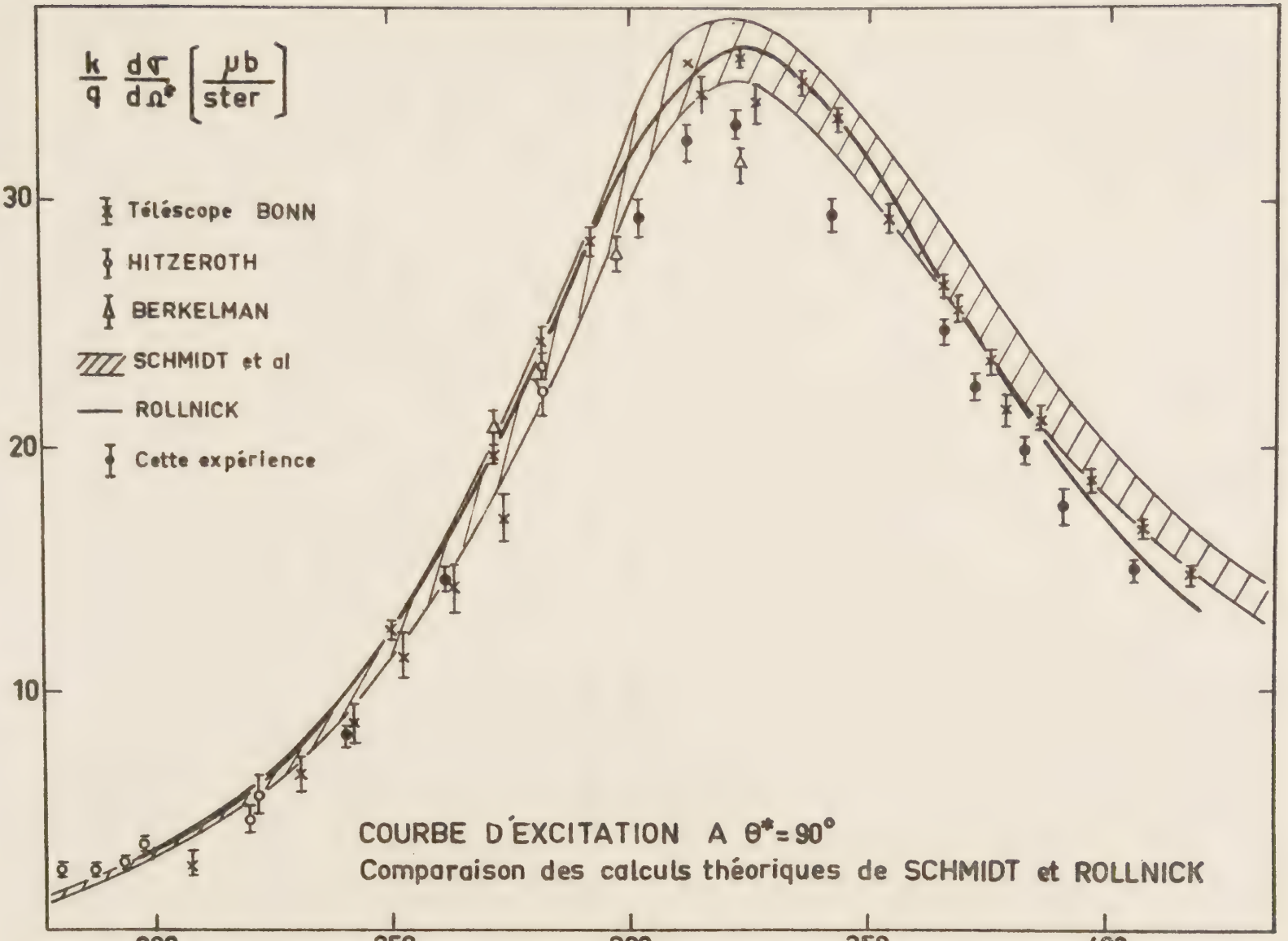

$\frac{k}{q}\frac{d\sigma}{d\Omega^*}\left[\frac{\mu b}{ster}\right]$
Téléscope BONN
HITZEROTH
BERKELMAN
SCHMIDT et al
ROLLNICK
Cette expérience
30
20
10
200
250
300
350
400
K_{LAB} MeV
COURBE D'EXCITATION A $\theta^*=90°$
Comparaison des calculs théoriques de SCHMIDT et ROLLNICK

Fig. 43

TABLEAU XI

solution	$H^i_{1/2}$	$H^i_{3/2}$	Im $M^{3/2}_{1+}$	$E^{3/2}_{1+}/M^{3/2}_{1+}$
(1)	0,30 (0,37)	- 1.57 (-1.93)	3.40	- 0,09
(2)	0,40 (0,39)	- 1.56 (-1.91)	3.55	- 0,03

Valeurs des termes inhomogènes et des multipoles correspondants à E = 340 MeV, obtenus par ajustage à l'expérience à $W_{1/2} = W_{3/2} = 13.022\ m_\pi c^2$.

V - C. Solution de Rollnick - Schwela et al (11).

La solution de Rollnick est basée sur des hypothèses faites sur le comportement des déphasages à haute énergie. Cette étude montre que le comportement des multipoles (à basse énergie) n'est pas affecté lorsque l'on modifie le comportement des déphasages au dessus d'une certaine énergie $W_{.}$. Cette propriété est assurée par le choix adéquat de constantes introduites au cours de la solution du système d'équations intégrales. Ils considèrent donc une telle constante pour chacun des multipoles $M^{3/2}_{1+}$, $E^{3/2}_{1+}$, E_{o+} et M_{1-}. En supposant que la constante relative à $M^{3/2}_{1+}$ est déterminée par la théorie statique, ils déterminent les 3 autres constantes à partir de la comparaison avec l'expérience (4, 5).

De la sorte ils obtiennent un très bon accord avec les résultats expérimentaux mesurés à Bonn (fig. 24 à 29). A $\theta^* = 90^\circ$ la théorie de Schwela est en bon accord avec les solutions (1) et (2) de Schmidt (fig. 43)

Cet accord se détériore nettement à $\theta^* = 180^\circ$. Cette situation n'est pas trop surprenante dans la mesure où elle reproduit le désaccord expérimental (fig. 42) entre (4) (5) et nos mesures.
Par ailleurs la valeur du rapport $E_{1+}^{3/2}/M_{1+}^{(3/2)}(W_R)$ donnée par Schwela (11) est en net désaccord avec les valeurs habituellement calculées :

$$\frac{E_{1+}^{3/2}(W_R)}{M_{1+}^{3/2}(W_R)} = 0,42\ \%$$

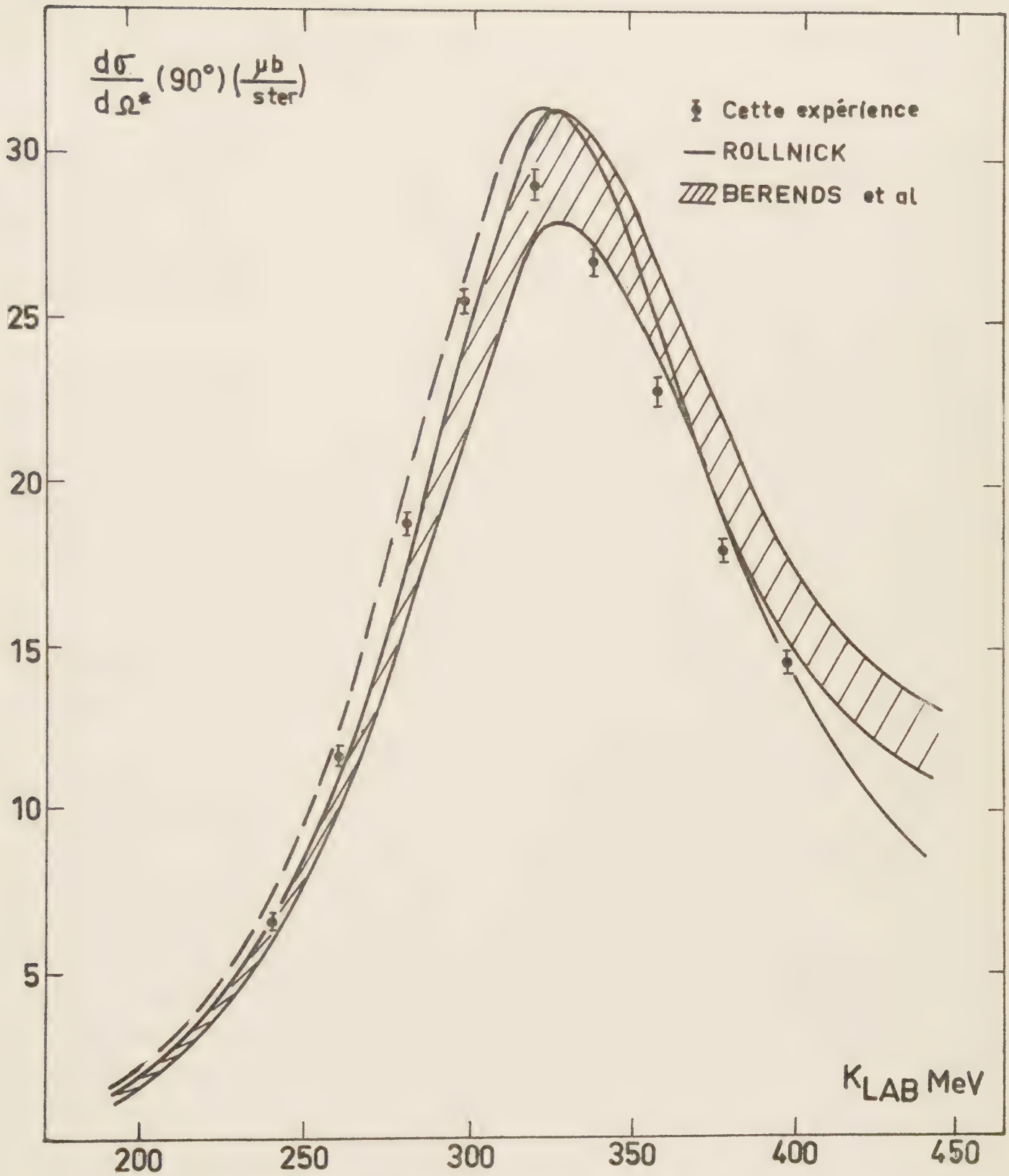
En ajustant ses paramètres sur les résultats expérimentaux de la photoproduction du π^+, Schwela (39) obtient un nouveau jeu de constantes. Les sections efficaces calculées d'après ces données s'accordent assez bien à celles que nous avons mesurées à $\theta^* \neq 180^\circ$ (fig. 22 et 24). On remarque que la différence entre les sections efficaces théoriques calculées sur les données du π_o ($C_{\pi o}$) et du π^+ ($C_{\pi +}$) augmente régulièrement avec θ^*. A 180°, nos résultats sont bien reproduits par le lissage $C_{\pi +}$ jusqu'à k = 320 MeV, au delà de cette énergie, ils s'accordent mieux avec le lissage $C_{\pi o}$ (fig. 22).

V - D. Solution de Berends et Donnachie.

En se basant sur la technique des transformations conformes, Berends et al (13) arrivent à réécrire le système d'équations intégrales de telle sorte que les intégrations ne se fassent que sur des domaines d'énergie finis. De la sorte ils évitent les problèmes posés par les déphasages inconnus aux hautes énergies. Ils évitent l'introduction des constantes ajustables et parviennent à des solutions uniques pour les différents multipoles. Leurs résultats sont représentés sur les figures (24) à (29). L'aire hachurée tient compte des différentes

erreurs intervenant dans la détermination théorique des multipoles.

La distribution angulaire des figures 24 à 29 et la courbe d'excitation à 180° de la figure 36 montrent que cette théorie s'accorde très bien avec nos mesures à 130° et 180°. L'accord est beaucoup moins bon à 70° et 90° où elle reproduit plutôt les résultats anciens (14) à (18). La figure 44 compare les prédictions de Rollnick et Berends sur une courbe d'excitation à $\theta^{*} = 90^{\circ}$.



COURBE D'EXCITATION A $\theta = 90°$
comparaison des calculs théoriques
de ROLLNICK et de BERENDS

Fig. 44

CONCLUSION.

Ce travail fournit des mesures de sections efficaces différentielles de photoproduction du π^o dans le domaine de la première résonance à des angles $\theta^* = 180^o$, 130^o, 90^o, 70^o. Les mesures à $\theta^* = 180^o$ complètent les distributions angulaires expérimentales dans une zone jugée intéressante du point de vue théorique.

Dans le domaine de la première résonance "pion-nucléon" on dispose à présent d'un grand nombre d'informations issues de l'expérience sous la forme de distributions angulaires complètes. Compte tenu des écarts systématiques qui affectent les résultats expérimentaux de différents laboratoires, il faut avouer que cette situation ne facilite pas tellement le travail du théoricien. Les résultats de Genzel, Fischer et de ce travail constituent cependant un groupe homogène nettement séparé des résultats antérieurs. Cette situation a provoqué le raffinement des approches théoriques basées sur les relations de dispersion.

Compte tenu du grand nombre d'hypothèses nécessaire à l'élaboration des théories dispersives la portée de ces améliorations ne peut être que limitée puisque l'on peut toujours s'arranger pour reproduire les données expérimentales. Dans les circonstances actuelles, tout progrès théorique est donc lié à la réalisation de nouvelles expériences susceptibles de réduire le nombre d'hypothèses effectuées. Les expériences avec des photons polarisés, des cibles ou des particules de recul polarisées sont capables de fournir les informations nécessaires à un tel progrès.

A P P E N D I C E A. La diffusion élastique électron-proton

A P P E N D I C E B. Détermination de la fonction d'acceptance

A P P E N D I C E C. Le bremsstrahlung à grand angle

A P P E N D I C E D. L'électroproduction

APPENDICE A - LA DIFFUSION ELASTIQUE ELECTRON-PROTON.

A l'heure actuelle, la diffusion électron nucléon est sûrement l'un des phénomènes des mieux connus dans la physique des hautes énergies. Ceci est vrai tant du point de vue théorique (électrodynamique quantique) que du point de vue expérimental où les mesures sont précises et nombreuses. Il n'est donc point surprenant que cette réaction soit utilisée pour le contrôle du fonctionnement des appareillages ou pour la normalisation d'autres réactions.

Dans la photoproduction du π^o, nous détectons des protons de recul émis sous un angle ϕ_p avec des quantités de mouvement p_p. Lorsque nous détectons ces mêmes protons en diffusion élastique, le quadritransfert est inférieur à 8 fermi^{-2}. C'est justement dans ce domaine que les sections efficaces de diffusion électron proton sont connues avec la meilleure précision.

I. EXPRESSION DE LA SECTION EFFICACE THEORIQUE DE DIFFUSION ELASTIQUE e-p.

On a l'habitude de mettre la section efficace de diffusion élastique électron-proton sous la forme suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e} = \sigma_{NS}\left[\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1+\tau} + 2\tau G_M^2 \operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}\right] \qquad (1)$$

$$\sigma_{NS} = \left(\frac{e^2}{2E}\right)^2 \frac{\cos^2\theta/2}{\sin^4\theta/2}\,\frac{1}{1+\frac{2E}{M}\sin^2\theta/2}$$

$$\tau = \frac{q^2}{4M^2}\,\frac{4E^2\sin^2\theta/2}{1+2\frac{E^2}{M}\sin^2\theta/2}$$

où θ est l'angle que fait la direction de l'électron diffusé avec la direction de l'électron incident

E est l'énergie des électrons incidents

q^2 le carré du quadritransfert d'impulsion

e la charge de l'électron

M la masse du proton

σ_{NS} est l'expression de la section efficace de diffusion élastique d'électrons relativistes de spin 1/2, sur des protons ponctuels dépourvus de spin et de recul.

G_E, G_M sont les facteurs de forme de charge et de magnétisme du proton. Pour $q^2 = 0$, on a :

$$G_{EP}(0) = 1 \qquad G_{EM}(0) = 2.79$$

L'expression (1) s'applique lorsque l'on détecte l'électron diffusé. Lorsque l'on détecte le proton de recul, émis à un angle ϕ_p avec une impulsion p et une énergie cinétique T :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega p} = \frac{e^2}{M^2} \frac{1}{\cos\phi_p} \left(1 + \frac{T}{2M}\right) \left[\frac{2M}{T} \sin^2\phi_p G_E^2 + \left((1+\cos^2\phi_p)\left(1+\frac{T}{M}\right) - \frac{2p}{M}\cos\phi_p\right) G_M^2\right] \quad (2)$$

Lorsque $\phi_p = 0$, nous avons

$$\boxed{\frac{d\sigma}{d\Omega_p}(0^\circ, p) = \frac{e^2}{M^2}\left(1+\frac{T}{2M}\right)\left[2\left(1+\frac{T}{M}\right) - \frac{2p}{M}\right] G_M^2} \quad (3)$$

La section efficace de diffusion électron-proton à $\theta = 180^\circ$ ne dépend plus que du facteur de forme magnétique du proton.

cinématique			section efficace de Rosenbluth exprimée en μ barns - détection du proton de recul à 0 degré							
E_o MeV	p_p	Q^2	De Vries (49)	Akerloff (50)	Janssens (51)	Chen (52)	Hughes I (53)	Hughes II (53)	Hand (54)	Dudelzack (55)
205.9	349.0	3.027	0,1336	0,1460	0,1319	0,1449	0,1314	0,1392	0,1453	0,1355
228.0	381.5	3.595	0,1165	0,1286	0,1148	0,1275	0,1145	0,1215	0,1277	0,1180
249.9	413.0	4.187	0,1017	0,1133	0,1002	0,1123	0,1000	0,1061	0,1122	0,1028
272.0	444.2	4.812	0,0887	0,0996	0,0873	0,0987	0,0874	0,0925	0,0985	0,0895
292.0	472.0	5.400	0,0785	0,0886	0,0772	0,0879	0,0774	0,0817	0,0874	0,0789
313.8	501.8	6.061	0,0688	0,0781	0,0676	0,0775	0,0679	0,0713	0,0768	0,0689
333.5	528.4	6.678	0,0612	0,0697	0,0601	0,0692	0,0605	0,0632	0,0683	0,0610
353.5	554.8	7.314	0,0544	0,0622	0,0534	0,0618	0,0539	0,0559	0,0607	0,0540

TABLEAU XII

Sections efficaces de Rosenbluth calculées à partir des différents lissages effectués sur les facteurs de forme.

Choix des facteurs de forme.

La valeur des facteurs de forme se déduit aisément de la mesure de la section efficace à même q^2 et à au moins deux θ différents. La plupart des expérimentateurs présentent leurs résultats en termes de facteurs de forme. Ils donnent également un lissage couvrant leur domaine de mesure ou regroupant plusieurs domaines. Le tableau XII donne les valeurs des sections efficaces obtenues à partir des facteurs de forme tirés des lissages effectués par ces différents auteurs (49) à (55).

Correction apportée à la section efficace élastique du fait de l'acceptance angulaire finie du spectromètre.

Nous avons vu que l'expression de la section efficace de diffusion élastique pour $\phi_p = 0^o$ était indépendante du facteur de forme électrique G_{EP}. Néanmoins, pour les angles peu différents de 0 degré, G_{EP} contribue à $\frac{d\sigma}{d\Omega_p}$. Donc lorsque p_p et E_p sont fixés et que ϕ'_p varie, la section efficace de diffusion élastique passe par un minimum qui se situe à $\phi_p = 0$ degré.

Nous tiendrons compte de cet effet en prenant la valeur moyenne de la section efficace théorique sur l'acceptance angulaire du spectromètre (correction de l'ordre de 1,2 %).

APPENDICE B. DETERMINATION DE LA FONCTION D'ACCEPTANCE.

En nous basant sur des considérations analogues à celles qui ont été faites au chapitre III-A, nous pouvons calculer le nombre de protons par électron incident induits par la diffusion élastique d'électrons d'énergie E_e :

$$n(E_e, p, \phi_p) = \int_{\Delta p} S_1(E_e, E', \bar{x}) \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp'}(E', p', \phi_p)\, \Omega(u, p)\, dE' dp' \qquad (1)$$

$S_1(E_e, E', \bar{x})\, dE'$ est la probabilité pour qu'un électron d'énergie E_e parvienne au centre de la cible avec une énergie E' dans dE'

A priori on s'attend à ce que la fonction $\Omega(u, p)$ présente une allure intermédiaire entre les fonctions carrée (Ω_1) ou triangle (Ω_2) de largeur à mi hauteur déterminée par l'ouverture γ' des fentes d'analyse du spectromètre, corrigée pour les effets de pertes d'énergie (cf. III-D-2). Dans ce qui suit nous nous proposons de calculer la valeur moyenne de l'intégrale de la fonction $\Omega(u, p)$ sur l'acceptance du spectromètre. Cette valeur moyenne est prise sur l'intervalle p_1, p_2 sous tendu par le pic élastique expérimental (fig. 45). En effectuant le calcul pour $\Omega_1(u, p)$ et $\Omega_2(u, p)$ nous montrerons que pour un choix convenable de la coupure p_1, le résultat obtenu est indépendant de l'allure particulière adoptée pour $\Omega(u, p)$.

Les données expérimentales de la diffusion élastique se présentent sous la forme d'une série de valeurs $n(E_e, p, \phi_p)$ enregistrées pour différentes

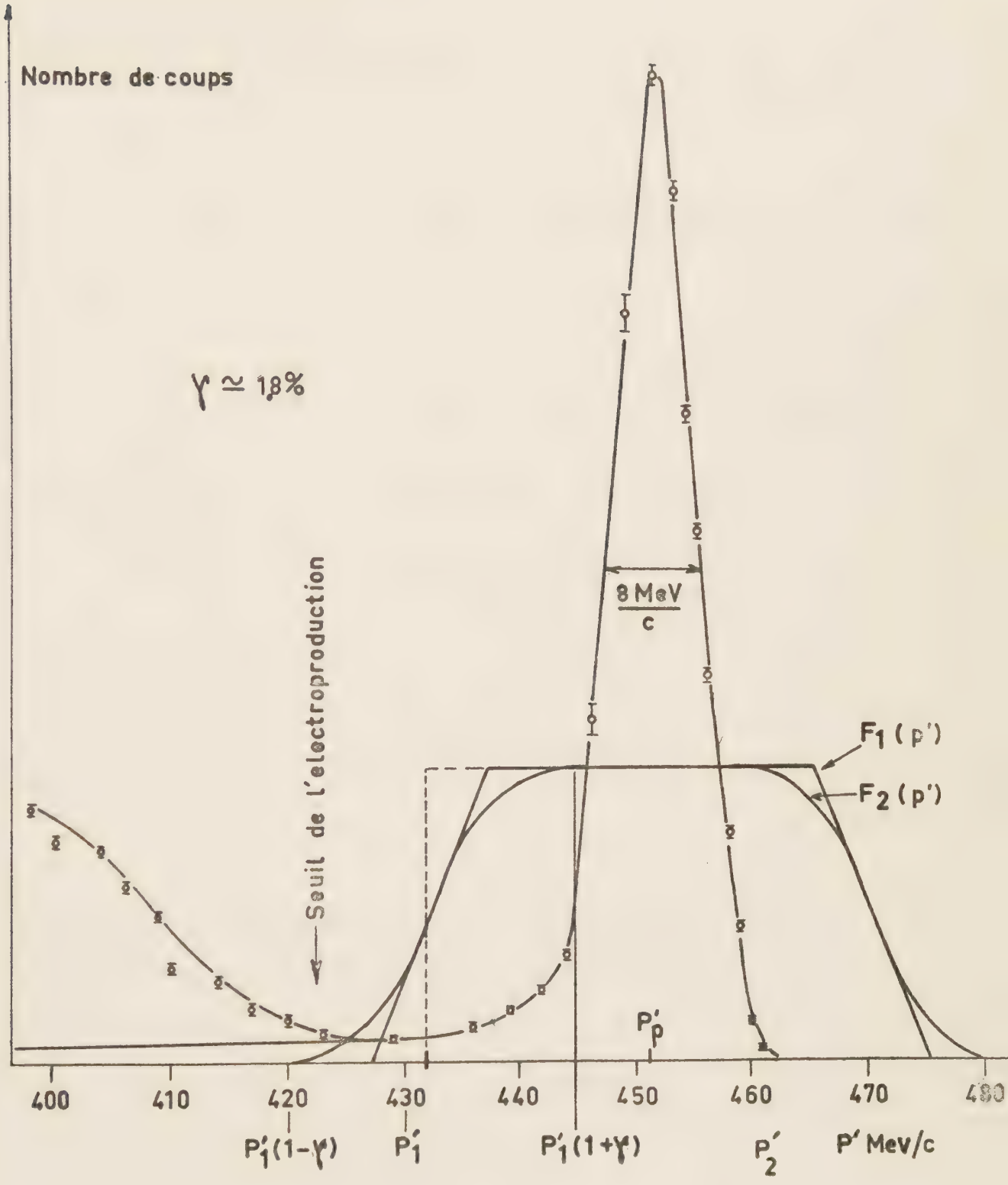

Nombre de coups
γ ≃ 1,8%
8 MeV/c
Seuil de l'électroproduction
F1 (p')
F2 (p')
P'p
400
410
420
430
440
450
460
470
P'1(1-γ)
P'1
P'1(1+γ)
P'2
P' MeV/c

Fig. 45

impulsions p. L'intégration graphique de la distribution ainsi mesurée nous fournit la surface A sous tendue par le pic élastique. Nous avons :

$$A = \int_{p_1}^{p_2} \frac{n(E_e, p, \phi_p)}{d\gamma'} dp = \int_{p_1}^{p_2} \int_{\Delta p} dp \frac{1}{p\gamma'} S_1(E_e, E', \bar{x}) \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp'}(E', p', \phi_p) \Omega(u, p) dE' dp' \qquad (2)$$

$\gamma' = \Gamma \gamma$ représente la largeur relative de la bande d'impulsion analysée, ramenée sur le lieu d'interaction (cf. III - D - 2)

Pour simplifier l'écriture des expressions, nous poserons :

$$S_1(E_e, E', \bar{x}) \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp'}(E', p', \phi_p) dE' = S(E_e, E', p', \phi_p) \qquad (3)$$

donc : $$A = \int_{p_1}^{p_2} dp \int_{\Delta p} \frac{1}{p\gamma'} \Omega(u, p) S(E_e, E', p', \phi_p) dp' \qquad (4)$$

Dans l'hypothèse où $p\gamma'$ ne présente pas de variation brusque dans l'intervalle p_1, p_2 nous pouvons inverser les intégrations :

$$A = \int_0^{\infty} dp' S(E_e, E', p', \phi_p) \int_{p_1}^{p_2} \frac{1}{p\gamma'} \Omega(u, p) dp \qquad (5)$$

et poser $$F(p') = \int_{p_1}^{p_2} \frac{1}{p\gamma'} \Omega(u, p)\, dp \qquad (6)$$

Sur la figure (45) nous avons représenté les variations de $F_{1,2}(p')$ avec p' en supposant que la fonction $\Omega(u, p)$ était représentée par une distribution carrée ($\Omega_1(u, p)$) ou triangulaire $\Omega_2(u, p)$. Dans ces conditions :

$$A = \int_{p'_1(1-\mathcal{E})}^{p'_2} dp'\, S(E_e, E', p', \phi_p)\, F(p') \qquad (7)$$

- la limite inférieure de cette intégrale est imposée par $F_{1,2}(p')$:
  $F_1(p') = 0$ lorsque $p' \leqslant p'_1\left(1 - \frac{\gamma'}{2}\right)$, $\mathcal{E} = \gamma'/2$
  $F_2(p') = 0$ lorsque $p' \leqslant p'_1(1 - \gamma')$, $\mathcal{E} = \gamma'$
- la limite supérieure est imposée par $S(E_e, E', p', \phi_p)$:
  $S(E_e, E', p', \phi_p) = 0$ lorsque $p' \geqslant p'_2$

Indépendamment de l'allure particulière de $\Omega(u, p)$, la fonction $F(p')$ comporte un domaine de variation rapide où elle est représentée par $f(p')$ et un domaine où elle est constante et représentée par $F(p'_p)$ (fig. 45) Lorsque p'_1 est choisi de telle sorte que $p'_1(1+\mathcal{E})$ sépare ces deux domaines de variation :

$$A = \int_{p'_1(1-\mathcal{E})}^{p'_1(1+\mathcal{E})} S(E_e, E', p', \phi_p)\, f(p')\, dp' + F(p'_p) \int_{p'_1(1+\mathcal{E})}^{p'_2} S(E_e, E', p', \phi_p)\, dp'$$

(8)

ou encore en tenant compte de (3) :

$$(9)\quad A = F(p'_p)\left\{\int_{p'_1(1+\mathcal{E})}^{p'_2} S_1(E_e, E', \bar{x})\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp'}(E', p')dE'dp' + \frac{1}{2}\int_{p'_1(1-\mathcal{E})}^{p'_1(1+\mathcal{E})} S_1(E_e, E', \bar{x})\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp'}(E', p')dp'dE'\right\}$$

- Soit I_1 la première des intégrales intervenant dans (9). Ce n'est autre que la section efficace expérimentale de diffusion élastique d'électrons dont l'énergie présente une distribution décrite par $S_1(E_e, E', \bar{x})dE'$.
- Soit I_2 la deuxième intégrale. L'intervalle d'intégration délimite une partie de la queue radiative du pic centré sur p'_p.
  La fonction $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp'}(E', p')$ étant monotone sur cet intervalle nous avons extrait $f(p')$ de l'intégrale en lui affectant sa valeur moyenne $f(p'_1) = \frac{1}{2}F(p'_p)$ sur l'intervalle d'intégration.

a) Calcul de la contribution du pic. I_1.

Ce calcul est classique, d'autant plus que la coupure du pic élastique expérimental est faite au voisinage de p'_p. Par conséquent :

$$I_1 = \frac{d\sigma}{d\Omega}\Big|_R(E_e, p'_p)\,(1 - \delta_B)\,(1 + \delta_R) \qquad (10)$$

dans cette expression $\delta_B = \int_0^{E_o \min} S_1(E_e, E', \bar{x})dE' = \frac{4}{3} t \, \mathrm{Log} \frac{E_e}{E_e - E_{e\min}}$

c'est la probabilité pour qu'un électron d'énergie E_e perde une énergie égale à $E_e - E_{e\min}$. en traversant une épaisseur de matière de t longueurs de radiation. Une telle perte d'énergie enlève à l'électron toute possibilité de participer au processus élastique mesuré.

Le facteur $(1 + \delta_R)$ tient compte des phénomènes radiatifs. Plusieurs auteurs ont fait des calculs théoriques en vue de rendre compte de ces phénomènes (56)(57). Meister et Yennie (57) ont publié des résultats qui s'appliquent à nos conditions expérimentales. Ce calcul est valable seulement quand les particules incidentes sont très relativistes et qu'elles transfèrent des quantités de mouvement grandes par rapport à leur masse au repos. Comme ces auteurs ne considèrent que des photons mous, cela implique que la coupure $p'_1(1+\xi)$ se fasse à 1 ou 2% du pic.

b) Calcul de la contribution de la queue du pic I_2.

Sur la figure 45, nous voyons que la contribution de I_2, délimitée par $p'_1(1-\xi)$, $p'_1(1+\xi)$ ne représente que quelques pourcents de la contribution de I_1. Cette remarque justifie les approximations que nous ferons dans la suite.

- Les protons détectés dans cette bande d'impulsion ont plusieurs origines : une partie peut provenir de la diffusion élastique d'électrons d'énergie adéquate, une autre peut provenir d'un processus de diffusion inélastique appelé bremsstrahlung à grand angle (B. G. A.)(Appendice C).

- La contribution élastique est donnée par l'expression ci dessous :

$$I_{2\text{él}} = \left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_R (E'_1, p'_1, \phi_p)\,(\delta_B - \delta_{B_1})(1 + \delta_{R_1}) \qquad (11)$$

$(\delta_B - \delta_{B_1})$ est la probabilité pour qu'un électron d'énergie E_e ait une énergie comprise entre $E'_{1\min}$ et $E'_{1\max}$ après avoir traversé une épaisseur de matière de t longueurs de radiations.

E'_1, $E'_{1\min}$, $E'_{1\max}$ sont les énergies d'électrons calculées à partir de p'_1, $p'_1(1-\varepsilon)$, $p'_1(1+\varepsilon)$ à l'aide de la cinématique de la diffusion élastique.

$(1 + \delta_{R_1})$ est la correction radiative relative à un pic élastique centré sur p'_1 et coupé à $p'_1(1-\varepsilon)$.

La contribution inélastique est donnée par $I_{2\text{ inél.}}$

$$I_{2\text{ inél.}} = \sigma_{BGA}(1 - \delta_{B_1}) \qquad (12)$$

$$\sigma_{BGA} = \int_{p'_1(1-\varepsilon)}^{p'_1(1+\varepsilon)} \left.\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp'}\right|_{\text{B. G. A.}} (E'_1, p', \phi_p)\,dp'$$

$\left.\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp'}\right|_{\text{B. G. A.}}$ est la section efficace de bremsstrahlung à grand angle calculée dans l'appendice C.

$1 - \delta_{B_1}$ est la probabilité pour qu'un électron d'énergie E_e ait une énergie comprise entre $E'_{1\min}$ et E_e après avoir traversé t longueurs de radiations.

Les approximations effectuées dans (11) et (12) sont justifiées par le fait que $S_1(E_e, E', t)\,dE'$ et $\left.\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp'}\right|_{BGA}(E', p', \phi_p)$ sont monotones sur les intervalles d'intégration.

En rassemblant ces différents résultats, nous obtenons enfin :

$$F(p'_p) = \frac{A}{\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_R (E_e, p'_p)(1-\delta_B)(1+\delta_R) + \frac{1}{2}\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_R (E'_1, p'_1)(\delta_B - \delta_{B_1})(1+\delta_{R_1}) + \frac{1}{2}\sigma_{BGA}(1-\delta_{B_1})} \qquad (15)$$

Conclusion.

$F(p'_p)$ représente la valeur moyenne sur (p'_1, p'_2) de la fonction d'acceptance $F(p')$ définie en (7). Pour calculer cette valeur moyenne nous avons supposé que les fonctions $\Omega(u, p)$ étaient indépendantes de p, c'est à dire qu'elles n'étaient pas trop affectées par la saturation de l'aimant. Cette hypothèse est justifiée à posteriori dans la mesure où l'on observe que les facteurs $F(p'_p)$ ne varient que faiblement dans le domaine de saturation des aimants (cf. figure 13).

La courbe a) de la figure (13) représente les variations du facteur de normalisation avec l'impulsion des protons de recul lorsque $\phi_p = 0$ degré. Au dessus de 500 MeV/c la fonction $F(p'_p)$ décroît avec p'_p : ceci s'explique par le rétrécissement de l'acceptance angulaire du spectromètre consécutif à la saturation des aimants.

La courbe b) représente la fonction $F(p'_p)$ déterminée au cours des mesures effectuées à $\phi_p \neq 0$ degré, avec une cible de 1 cm d'épaisseur, placée à 45° par rapport au faisceau incident.

APPENDICE C - LE BREMSSTRAHLUNG A GRAND ANGLE.

Ce processus décrit la diffusion inélastique d'électrons sur de l'hydrogène suivant la réaction :

$$e + p \longrightarrow e + p + \gamma$$

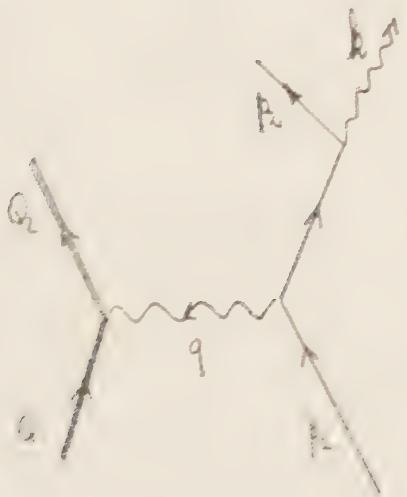
autrement dit, quand l'électron arrive dans le champ du proton diffuseur, un photon dur est émis par bremsstrahlung à grand angle. Cet effet a été calculé par Berg et Lindner (58) lorsque l'on détecte l'électron diffusé. Allton et Erickson (59) ont étendu ce calcul au cas où l'on détecte le proton de recul. La contribution de cet effet nous intéresse à double titre :

a) Au cours des mesures de normalisation par la diffusion élastique nous avons été amené à faire des mesures pour des moments du proton éloignés du pic. Dans ces conditions les corrections radiatives de Meister et Yennie (57) (photons mous uniquement) ne sont plus valables et il faut faire appel au bremsstrahlung à grand angle (BGA)

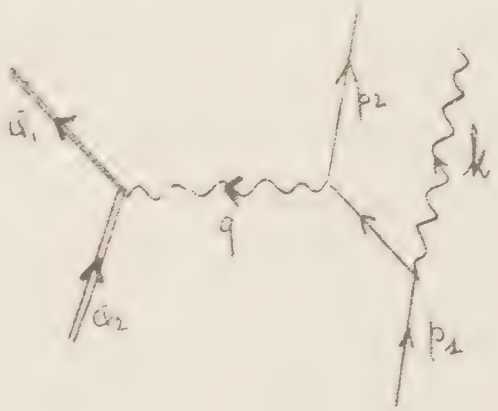
b) Au cours des mesures de photoproduction effectuées en présence du faisceau d'électrons, le BGA apporte une contribution parasite dont la connaissance est nécessaire à la détermination de l'électroproduction (Appendice D).

Dans leur calcul, Berg et Lindner tiennent compte du recul du nucléon, des distributions de charge et de moment magnétique anormal du proton et des corrections radiatives. Ils considèrent des

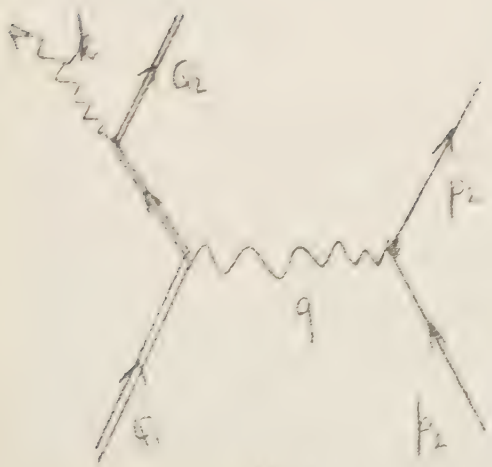
électrons ultrarelativistes et tiennent compte des interférences des diagrammes I et II, jusqu'à des termes de l'ordre de q^3/M^3, où q est la quadriimpulsion transférée au proton. Pour calculer les corrections radiatives ils utilisent les expressions données par Bjorken, Drell et Frautschi (60) en supposant que la plus grande contribution est apportée par les photons émis parallèlement à l'électron initial ou final. L'effet Compton virtuel a été assimilé à un phénomène purement électrodynamique.



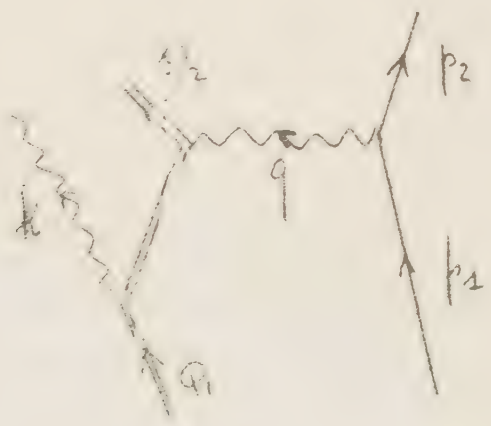
I. a



I. b



II. c



II. d

En première approximation de Born on peut écrire la section efficace :

$$d^3\sigma = \frac{\alpha}{4\pi^2}\left(\frac{r_o m}{2M}\right)^2 \frac{1}{((p_1Q_1)^2 - m^2M^2)^{1/2}} \frac{d^3\vec{Q}_2}{E_2} \frac{d^3\vec{p}_2}{p_{20}} \frac{d^3\vec{k}}{k} \delta^4(f) \; Y_{el} \qquad (1)$$

où α est la constante de structure fine

m la masse de l'électron au repos

r_o le rayon classique de l'électron

M la masse du proton au repos

$p_1(p_{10}, \vec{p_1})$ quadrivecteur de l'électron incident

$Q_1(E_1, 0)$ " du proton cible

$Q_2(E_2, \vec{Q_2})$ " du proton de recul

$p_2(p_{20}, \vec{p_2})$ " de l'électron diffusé

$k(k, \vec{k})$ " du photon rayonné

Y_{el} carré de l'élément de matrice donné par Berg et Lindner.

$$\delta^4(f) = \delta^4(p_1 + Q_1 - p_2 - Q_2 - k)$$

En prenant comme unité d'énergie la masse au repos du proton et en intégrant la fonction $\delta^4(f)$, on obtient :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p \, dQ_2^{\ell}} = \frac{\alpha}{\pi}\left(\frac{r_o m}{2}\right)^2 \frac{|Q_2^{\ell}|^2}{M p_{10}^{\ell} E_2^{\ell}} \frac{k}{W} \left\{ \frac{1}{4\pi} \int_{SCM} d\Omega_k \; Y_{el} \right\} \qquad (2)$$

- L'indice ℓ affecté aux quantités Q_2^{ℓ}, p_{10}^{ℓ}, E_2^{ℓ} indique que celles-ci sont exprimées dans le système du laboratoire.
- $W = k + p_{20}$ est l'énergie totale disponible dans le système du centre de masse de l'électron diffusé et du photon émis
- $m = 1/1836$
- Dans la formule (2), $M = 938$ MeV, c'est la seule fois où ce paramètre intervient dans le calcul.

En négligeant les termes en m^2 dans l'élément de matrice $\gamma_{e\ell}$, et en ne retenant que les contributions des diagrammes I, l'intégrale sur l'espace de phase de l'électron et du photon conduit à l'expression ci dessous :

$$\frac{1}{4\pi}\int_{SCM} d\Omega_k \gamma_{e\ell} = \frac{1}{2\tau^2}\left[C_1 I_1 + C_2 I_2 + C_3 I_3 + C_4 \right] \qquad (3)$$

dans cette expression

$$I_1 = \frac{1}{4\pi}\int \frac{d\Omega_k}{\lambda_1} = \frac{1}{kp^{\ell}_{10}} \operatorname{Ln}\left(\frac{2p^{\ell}_{10}}{m}\right)$$

$$I_2 = \frac{1}{4\pi}\int d\Omega_k \left(\frac{m}{\lambda_1}\right)^2 = \frac{1}{k^2}$$

$$I_3 = \frac{1}{4\pi}\int d\Omega_k \lambda_1 = kp^{\ell}_{10}$$

$\lambda_i = (kp_i)$ (notation de Berg Lindner)

$$C_1 = G_2(\tau)\frac{\tau}{\lambda_2}(\gamma^2 + W^2 P_o^2) - G_1(\tau)\left[4\tau\left(\frac{2\tau}{\lambda_2} + 1\right) + \lambda_2 \right]$$

$$C_2 = 2\tau G_1(\tau) - \gamma^2 G_2(\tau)/2$$

$$C_3 = -G_1(\tau)/\lambda_1$$

$$C_4 = \frac{\tau}{\lambda_2}\left[4 G_1(\tau) + G_2(\tau)\frac{k.\vec{P}^2 + \beta(\beta - 4\gamma)}{2kp^{\ell}_{10}} \right]$$

Ces relations font appel aux grandeurs cinématiques suivantes :

Connaissant $2\tau = E^{\ell}_2 - 1$

on définit $P_o = E^{\ell}_1 + E^{\ell}_2$

$\vec{P}^2 = P^2 - 4(1+\tau)$

Dans ces conditions $\beta = \dfrac{k\vec{P}_o(E^{\ell}_2 - E^{\ell}_1)}{p^{\ell}_{10}}$ et $\gamma = \beta + P_o p^{\ell}_{o1}$

d'autre part $\lambda_2 = \eta E^{\ell}_1 - 2\tau$ et $\eta = 1 - E^{\ell}_2 + |Q^{\ell}_2| \cos\theta p$

θ_p est l'angle d'émission du proton dans le laboratoire

$W = \left(m^2 + 2\lambda_2 \right)^{1/2}$ et $k = \frac{W}{2} - \frac{\lambda_2}{W}$

Les fonctions $G_1(\tau)$ et $G_2(\tau)$ dépendent des facteurs de forme du proton. Nous avons :

$$G_1(\tau) = G_{EP}^2 - \tau G_{MP}^2 \quad \text{et} \quad G_2(\tau) = \frac{G_{EP}^2 + \tau G_{MP}^2}{1 + \tau}$$

Les calculs numériques ont été effectués sur l'ordinateur UNIVAC 1108 de la Faculté des Sciences d'Orsay.

Nous avons comparé les résultats de ce calcul aux valeurs obtenues en utilisant la distribution d'impulsion des protons de recul prédite par Meister et Yennie (57).

En principe les processus de bremsstrahlung à grand angle et de corrections radiatives du type Meister Yennie sont des phénomènes inélastiques qui ne se distinguent que par l'énergie des photons rayonnés par l'électron. On s'attend donc à ce qu'ils présentent les mêmes probabilités d'interaction à la limite qui sépare les photons mous des photons durs. Autrement dit la queue d'un pic élastique ne présente pas de discontinuité à la frontière photons mous-photons durs . Nous avons essayé de retrouver cette limite en calculant les queues radiatives d'après Meister Yennie (MY) et d'après le bremsstrahlung à grand angle (BGA)

- A 1 % de l'impulsion correspondant au pic élastique, les deux prédictions diffèrent de 10 %.
- Sur la partie monotone de la queue du pic on observe que le BGA est de 20 % inférieur à M. Y.

Si l'on compare ces valeurs aux résultats expérimentaux on remarque que la théorie s'éloigne de l'expérience au fur et à mesure que l'on s'éloigne du pic. Au voisinage du seuil d'électroproduction ce désaccord atteint un facteur 2.

En tenant compte des contributions de l'effet Compton et du bremsstrahlung à petit angle qui peuvent contribuer à la queue expérimentale on atténue légèrement le désaccord.

Dans ces conditions il devient aléatoire de calculer théoriquement la contribution inélastique sousjacente aux mesures d'électroproduction. Par contre, cette situation n'est pas trop gênante pour les mesures de normalisation : en coupant le pic élastique expérimental à 5 ou 6 % du pic, le BGA ne représente que 1 à 2 pour cent de la contribution totale. L'incertitude sur le calcul du BGA se traduit donc par une incertitude systématique de 0, 5 à 1 % sur le facteur de normalisation.

APPENDICE D - ELECTROPRODUCTION.

Nous avons vu en III - B - 1 et 2) que nous pouvions calculer la contribution de l'électroproduction du π^o à partir des taux de comptage que nous avons relevé. Nous avions :

$$E^{e-}_{H2} = N_{34} - (R^{e-}_{H2} + \frac{X'}{X}(N_{12} - N_{34})) \qquad (16)\ (III\text{-}B\text{-}2)$$

En III-B-2) nous avions souligné l'importance de la contribution R^{e-}_{H2} par rapport à celle de E^{e-}_{H2}, du moins dans les conditions où R^{e-}_{H2} pouvait être mesurée séparément. Dans l'appendice A nous avons montré que le bremsstrahlung à grand angle n'expliquait qu'une partie (50 %) de la contribution de R^{e-}_{H2}. Dans ces conditions on pourrait penser qu'il vaut encore mieux extrapoler les mesures de R^{e-}_{H2} effectuées au dessus du seuil de l'électroproduction ; compte tenu de la distance (80 MeV/c) qui sépare la zone de mesure de la zone où l'on désire extrapoler, ce procédé ne peut qu'être aléatoire.

En dépit de cette incertitude, nous avons utilisé nos résultats pour calculer l'épaisseur du "radiateur virtuel équivalent" au faisceau d'électrons défini par Panofsky et al (61). D'après ces auteurs, la contribution de l'électroproduction doit être égale à la contribution de la photoproduction induite par les photons produits par les électrons à la traversée d'un radiateur virtuel d'épaisseur X_e.
Ce radiateur X_e vérifie donc la relation :

$$X_e = X \frac{E^{e-}_{H2}}{P^{X}_{H2}}$$

Ignorant la contribution de R^{e-}_{H2} nous avons calculé

$$X_e = X \frac{E^{e-}_{H2} + R^{e-}_{H2}}{P^{x}_{H2}} \simeq (1,7 \pm 0,1)\ 10^{-2} \quad \text{L. R.}$$

La valeur obtenue est en bon accord avec les valeurs mesurées par Yodh (62) en détectant des π^+ et par Repellin (63) qui détectait des particules α.

Si la contribution de R^{e-}_{H2} était importante, l'épaisseur X_e ainsi déterminée devrait changer avec l'énergie puisque $R^{e-}_{H2}(E_o, p_p)$ est presque constant alors que P^{X}_{H2} varie fortement. N'ayant pas observé une telle variation nous en avons conclu que la contribution radiative mesurée dans N_{34} était négligeable.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire de l'Ecole Normale Supérieure à Orsay.
Il n'a été possible que grâce à la collaboration efficace et amicale des laboratoires d'Orsay et Strasbourg. Je remercie Monsieur le Professeur Gorodetzky de m'avoir accueilli dans son laboratoire et orienté vers la physique des Hautes Energies. Je remercie Monsieur le Professeur Blanc-Lapierre pour les moyens qu'il a mis à ma disposition pour la réalisation de ce travail.

Que Monsieur Croissiaux, qui m'a suggéré ce travail et soutenu tout au long de sa réalisation, trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

La collaboration de tous les instants avec Messieurs E. F. Erickson et J. P. Pabin a donné naissance à une solide amitié.

Mes remerciements s'adressent aussi à Monsieur Milman et à toute l'équipe des physiciens travaillant à Orsay. J'y associerai également Monsieur Round et l'équipe de technologie d'Orsay, en particulier celle de M. Bouvard qui n'a jamais ménagé ses efforts dans la mise en place des appareillages expérimentaux.

La rapidité d'intervention de l'équipe de mécaniciens et d'électroniciens de Strasbourg nous a souvent été d'un grand secours et je les en remercie.

Je remercie enfin tous les membres de l'équipe de conduite de la machine, qui sous la direction de Messieurs Burnod,

Sud et Meyer ont toujours fait l'impossible pour mettre à ma disposition un excellent faisceau.

Je n'oublierai pas Mme Goetz qui a mis toute sa diligence dans la dactylographie rapide du manuscrit.

BIBLIOGRAPHIE

(1) M. GOURDIN et PH. SALIN N. C., 193, 27 (1963)

(2) G. HÖHLER, Contribution à la Conférence de Hambourg (1965)

(3) W. SCHMIDT, Z. Physik, 182, 76 (1964)

(4) H. GENZEL et al. (Bonn Télescope) à paraître

(5) G. FISCHER et al. (Bonn aimant) à paraître

(6) W. HITZEROTH, Contribution à la Conférence de Heidelberg (1967)

(7) B. B. GOVORKOV et al., Contribution to the 1967 Dubna Conference on low and intermediate energy electromagnetic interaction

(8) G. F. CHEW, M. L. GOLDBERGER, F. E. LOW and Y. NAMBU Phys. Rev. 106, 1345 (1957)

(9) J. S. BALL, Phys. Rev. 124, 2014 (1961)

(10) A. DONNACHIE and G. SHAW, Ann. of Phys. 37, 333 (1966)

(11) H. ROLLNICK, D. SCHWELA and R. WEIZEL, Contribution to the Heidelberg international Conference on elementary particles

(12) J. ENGELS and W. SCHMIDT à paraître

(13) F. A. BERENDS, A. DONNACHIE and D. L. WEAVER Nucl. Phys. B 4, 1 - 53 (1967)

(14) GOLDSCHMIDT-CLERMONT, L. S. OSBORNE and M. B. SCOTT Phys. Rev. 97, 188 (1955)

(15) R. L. WALKER and TOLLESTRUP, Phys. Rev. 97, 1279 (1955)

(16) D. C. OAKLEY and R. L. WALKER, Phys. Rev. 97, 1283 (1955)

(17) W. S. McDONALD, V. Z. PETERSON and D. R. CORSON Phys. Rev. 107, 577 (1957)

(18) K. BERKELMAN and J. A. WAGGONER Phys. Rev. 117, 1364 (1960)

(19) D. B. MILLER and E. H. BELLAMY Proc. Phys. Soc. 81, 343 (1963)

(20) R. G. VASILKOV et al. JETP 10, 7 (1960)

(21) V. L. HIGHLAND and J. W. De WIRE Phys. Rev. 132, 1293 (1963)

(22) DEDRICK Rev. of Mod. Phys. 34, 429 (1962)

(23) B. MILMAN L'onde électrique 421, 22 (1962)

(24) C. BAZIN, J. DUPIN et N. K. LOI Rapport Interne Orsay 61-1 (1965)

(25) HANSON, LANZL and SCOTT Phys. Rev. 84, 634 (1951)

(26) SEGRE, Experimental Nuclear Physics, Vol. I, page 287 John Wiley and Sons, INC.

(27) R. ALVAREZ HEPL 228-229 (Stanford)

(28) W. HEITLER "The quantum theory of Radiation" (Oxford University)

(29) P. BOUNIN Thèse Orsay (1964)

(30) J. DUPIN LAL 1145 (Orsay)

(31) A. BROWMAN, B. GROSSETETE and D. YOUNT Phys. Rev. 151, 1094 (1966)

(32) BETOURNE Thèse Orsay (1968)

(33) FREREJACQUE Thèse Orsay (1964)

(34) STERNHEIMER R. M. Phys. Rev. 103, 511 (1956)

(35) CERN Cyclotron Handbook

(36) BARKAS and BERGER Rapport N. A. S. A. SP 3013 (1964)

(37) WILLIAMSON et BOUGEOT Rapport CEA (Saclay) 2189 (1962)

(38) A. A. BROWMAN Thèse Stanford University (1965)

(39) SCHWELA Thèse Bonn (1968)

(40) SCHMIDT W. Thèse Karlsruhe (1964)

(41) G. BUSCHHORN et al. Rapport Interne DESY

(42) B. T. FELD, Annals of Physics, 4, 189 (1958)

(43) K. DIETZ and G. HÖHLER Z. Naturforsch. 14 a, 994 (1959)

(44) J. Mc KINLEY Tech. Report No 38 (1962) Univ. of Illinois, Chicago.

(45) G. HÖHLER and W. SCHMIDT, Ann. Phys. (N. Y.) 28, 34 (1964)

(46) M. CROISSIAUX, E. B. DALLY, R. MORAND, J. P. PAHIN and W. SCHMIDT, Phys. Rev. 164, 1623 (1967)

(47) J. ENGELS, W. SCHMIDT and G. SCHWIDERSKY Gesellschaft für Kernforschung, Karlsruhe (1967) External Report 3/67 - 1

(48) W. SCHMIDT and G. SCHWIDERSKY, Fortschr. Phys. (à paraître)

(49) C. DE VRIES et al. Phys. Rev. 134 B , 848 (1964)

(50) AKERLOF et al. Phys. Rev. 135, B, 810 (1964)

(51) T. JANSSENS, R. HOFSTADTER et al. Phys. Rev. 142, 922 (1965)

(52) CHEN et al. Phys. Rev. 141, 1298 (1966)

(53) HUGHES et al. Phys. Rev. 139 B, 458 (1965)

(54) HAND et al. Rev. Mod. Phys. 35, 335 (1963)

(55) B. DUDELZACK Thèse Orsay (1965) LAL 1127

(56) YUNG-SU TSAI Phys. Rev. 112, 1858 (1961)

(57) N. MEISTER and D. R. YENNIE Phys. Rev. 130, 1210 (1963)

(58) R. A. BERG and C. N. LINDNER Phys. Rev. 112, 2072 (1958)

(59) E. A. ALLTON and E. F. ERICKSON (à paraître)

(60) BJORKEN, DRELL, FRAUTSCHI, Phys. Rev. 112, 1412 (1958)

(61) W. K. H. PANOFSKY and E. A. ALLTON Phys. Rev. 110, 1155 (1958)

(62) G. B. YODH and W. K. H. PANOFSKY Phys. Rev. 105, 732 (1957)

(63) J. P. REPELLIN Orsay LAL 1164

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Quelques vérifications Expérimentales du Modèle des Poles de Regge

Strasbourg, le 25 Juin 1968

Le président du Jury,
S. GORODETZKY

Vu et permis d'imprimer
Strasbourg le 20 septembre 1968

Le Doyen,
Pour le Doyen l'Assesseur,
J. BRENET

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Quelques vérifications Expérimentales
du Modèle des Poles de Regge